

Витебск

XLVI Международная
конференция

«Актуальные проблемы прочности»

15–17 октября 2007 года
Витебск, Беларусь



материалы конференции

Часть 1

Межгосударственный координационный совет по физике прочности и пластичности
материалов

Национальная академия наук Беларуси

Министерство Образования Республики Беларусь

Государственный комитет по науке и технологиям Республики Беларусь

Научный Совет РАН по физике конденсированных сред

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН

Санкт-Петербургский государственный университет

Белорусский республиканский фонд фундаментальных исследований

УО “Витебский государственный технологический университет”

Институт технической акустики НАН Беларуси

XLVI Международная конференция

«Актуальные проблемы прочности»

15–17 октября 2007 года

Витебск, Беларусь

Посвящается Первому съезду учёных Республики Беларусь

МАТЕРИАЛЫ КОНФЕРЕНЦИИ

Часть 1

**Витебск, Беларусь
2007**

УДК 539.4
ББК 22.25
С-65

XLVI Международная конференция «Актуальные проблемы прочности», 15-17 октября 2007 года, Витебск, Беларусь: материалы конференции. Ч. 1. /УО «ВГТУ». – Витебск: УО «ВГТУ», 2007 – 320 с.

УДК 536.46+669.719

СИНТЕЗ ИЗНОСОСТОЙКИХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗА МЕТОДОМ ЦЕНТРОБЕЖНОГО СВС-ЛИТЬЯ

Клубович В. В., Рубаник В. В., Самолетов В. Г.

ГНУ «Институт технической акустики», Витебск, Беларусь

Введение

Комбинирование различных веществ остается одним из основных способов создания новых материалов. В большинстве случаев компоненты композиции различны по геометрическому признаку. Один из компонентов, обладающий непрерывностью по всему объему, является матрицей; компонент прерывный, разделенный в объеме композиции, считается усиливающим или армирующим. В таких материалах при нагружении всю нагрузку воспринимает пластичная матрица, а нерастворимые дисперсные частицы второй фазы затрудняют движение дислокаций, упрочняя материал. Подобная структура материала повышает не только прочность, но и улучшает его стойкость к износу. Причина состоит в том, что при трении наиболее интенсивному разрушению подвергается менее прочная матрица, в результате чего на поверхности образуются своеобразные карманы, которые при сухом трении значительно ограничивают присутствие абразива и продуктов износа в зоне трения, а при трении со смазкой увеличивают маслосъемность поверхности, что и приводит к повышению износостойкости [1]. Примером такого материала могут служить различные инструментальные и износостойкие стали. Пластичной матрицей в них является чистое или легированное железо, а упрочняющими дисперсными частицами – карбиды, бориды, нитриды или другие высокопрочные тугоплавкие частицы. Традиционные технологические процессы получения изделий из этих сталей состоят из 6–8 стадий, для каждой из которых требуется соответствующее оборудование и энергетические затраты. Метод СВС позволяет существенно сократить путь от руды до готового изделия. Исходные реагенты в процессе СВС претерпевают несколько превращений, непрерывно переходя из одного состояния в другое.

В основу СВС положен принцип максимального использования химической энергии реагирующих веществ для получения соединений, материалов и изделий различного функционального назначения. В качестве реагирующих веществ используют смеси металлов с неметаллами, металлов с металлами, неметаллов с неметаллами, или их соединения, способные при взаимодействии выделять большое количество тепла. СВС-продуктами являются соединения различных классов.

В современном понимании СВС включает в себя не только твердофазное горение, но и другие реакции, для которых характерно лишь то, что это – экзотермическое взаимодействие с отчетливо выраженным фронтом горения и возможностью регулирования условий его распространения. Реагенты в СВС процессах используются в виде тонкодисперсных порошков, тонких пленок, жидкостей и газов. Наиболее распространены два типа систем: смеси порошков (спрессованные или насыпной плотности) и гибридные системы газ-порошок (или спрессованный агломерат).

Обзор литературы

Процесс горения в смеси кристаллических порошков описывается системой уравнений [2]:

$$\begin{cases} \frac{d}{dx} \left(\lambda \frac{dT}{dx} \right) - U c \rho \frac{dT}{dx} + Q \Phi = 0, \\ \Phi - U \frac{d\eta}{dx} = 0, \end{cases} \quad (1)$$

Граничные условия:

$$x \rightarrow -\infty, \quad T = T_o, \quad \eta = \eta_o = 0, \quad \frac{dT}{dx} = 0,$$

$$x \rightarrow +\infty, \quad T = T_c, \quad \eta = \eta_c = 1, \quad \frac{dT}{dx} = 0,$$

где T – температура (К), λ – коэффициент теплопроводности среды ($\text{Дж} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$), c – удельная теплоемкость среды ($\text{Дж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$), ρ – плотность среды ($\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$), U – скорость распространения волны горения ($\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$), Φ – кинетическая функция (с^{-1}), Q – тепловой эффект реакции ($\text{Дж} \cdot \text{м}^{-3}$), η – безразмерная величина, выражающая степень превращения

реагентов в продукты реакции $\eta = \frac{m_p}{m_R + m_p}$; m_p – масса продуктов реакции (кг),

m_R – масса реагентов (кг), T_o , T_c , η_o , η_c – температура и степень превращения до реакции и после нее, соответственно. Решение этой системы уравнений имеет вид:

$$U = \sqrt{\frac{2\lambda K_z z!}{Q(T_c - T_o)^z} \left(\frac{RT_c^2}{E} \right)^{z+1} \exp\left(-\frac{E}{RT_c}\right)}, \quad (2)$$

где z – порядок химической реакции (без разм.), K_z – предэкспоненциальный множитель, пропорциональный вероятной частоте столкновений молекул (с^{-1}), E – энергия активации ($\text{Дж} \cdot \text{моль}^{-1}$), R – молярная газовая постоянная ($\text{Дж} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$).

Приведенная здесь модель первоначально предназначалась для описания процессов горения в газах, но ее часто применяют и для описания горения различных, в том числе, и гетерогенных систем, используя соответствующую формулу для кинетической функции Φ [3]. В условиях центробежных перегрузок скорость горения значительно возрастает, и нами предложена математическая модель, позволяющая делать количественные оценки этой зависимости [4].

Функционально градиентные материалы (ФГМ), то есть композиты с пространственным градиентом состава, такие как металлокерамические композиты, имеющие градиент плотности распределения керамических частиц в металлической матрице – предмет особого интереса. Такие материалы являются износостойкими и термостойкими в области, где высока концентрация керамических частиц, и имеют высокую прочность и пластичность там, где высока концентрация металла. ФГМ уже получали ранее разными способами, в том числе, и синтезом горением [5], но готовое изделие имело ступенчато изменяющийся состав вдоль направления прессования, поэтому при термических и механических нагрузках между слоями возникали растягивающие напряжения, и изделие разрушалось. Если градиент возникает в результате действия центробежной силы на компоненты расплава, имеющие различный удельный вес, то состав изменяется плавно, и растягивающие напряжения не возникают. В работе [6] впервые было указано на то, что СВС-процесс в условиях центробежных перегрузок можно использовать для получения ФГМ. Центробежные перегрузки заметно влияют также и на микроструктуру полученного металла: с увеличением перегрузки происходит измельчение зерна [7].

Экспериментальные результаты и обсуждение

Поэтому представляет интерес исследование возможности создания износостойкого материала с использованием СВС-металлургии или СВС-технологии высокотемпературных сплавов. Суть метода состоит в том, что на первой стадии происходит восстановление металлов из окислов другим металлом (металлотермическая стадия), а затем восстановленные металлы вступают в реакцию с неметаллическими компонентами шихты, образуя твердые тугоплавкие соединения (стадия синтеза). В отличие от ранее исследованных однородных металлических расплавов, в нашем случае, кроме жидкой металлической связки Fe–Cr–Ni с высокой плотностью $\rho \approx 8 \text{ г/см}^3$, присутствовали твердые тугоплавкие карбиды (Cr + Ti)C, которые имеют плотность $\rho \approx 6\text{--}7 \text{ г/см}^3$. Поэтому при высоких перегрузках более легкие карбиды начинают всплывать на поверхность металлической фазы.

На рис.1 показано распределение элементов по глубине слоя состава (проценты по массе): 5%С, 15%Cr, 10%Ni, 10%Ti, остальное – железо, наплавленное на основу из стали ВСт3 при 400-кратной перегрузке в центрифуге [8]. Образец исследовали на сканирующем электронном микроскопе с микрозондовым анализатором. На графике видно, что в поверхностном слое до 5 миллиметров концентрация титана (значит, и карбида титана) в 10–15 раз выше, чем в глубине, а с глубины 10 мм начинается материал основы, и в области шва сплав имеет промежуточный состав. На рис. 2 показано электронное изображение участка шва этого наплавленного образца. Т.е. синтезированный материал имеет градиент концентрации карбидов. Вполне возможно, что такой материал будет обладать преимуществом над однородными материалами.

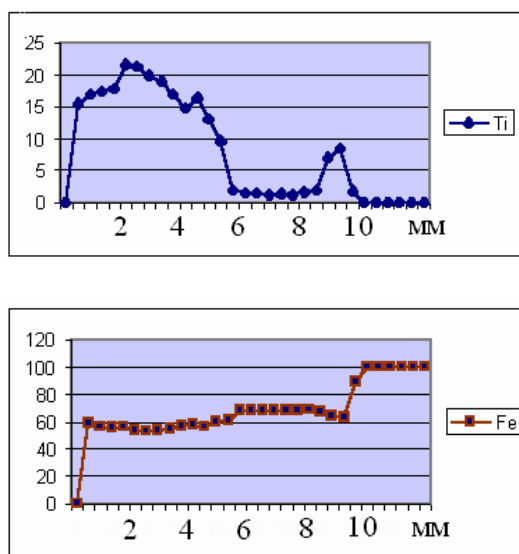


Рис. 1. Распределение титана и железа по глубине в образце с наплавкой.

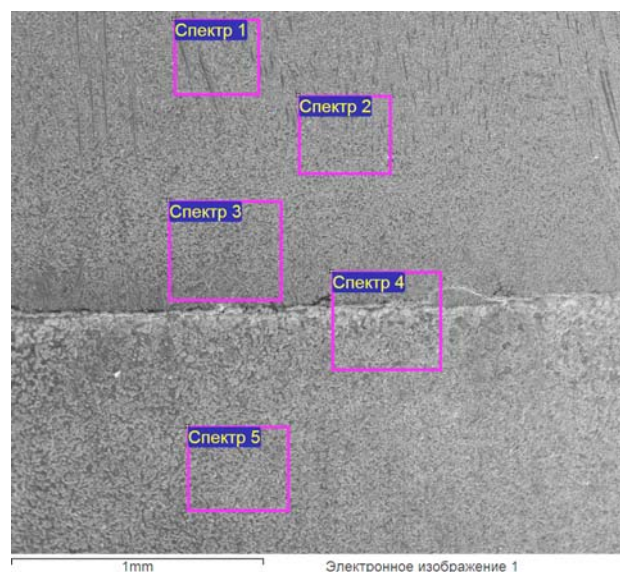


Рис. 2. Переходная зона наплавленного образца.

Было опробовано также упрочнение сплава Fe–Cr–Ni боридами титана. Для этого в исходную шихту добавили 5% порошка TiB_2 и отлили слиток диаметром 28 мм при такой же перегрузке. Полученный материал обладает высокой твердостью и износостойкостью в литом состоянии. Кроме того, в нем также наблюдается (рис. 3) градиент распределения титана (или диборида титана). Ценность проведенных исследований состоит в том, что синтез материала можно совместить в одном процессе с литьем гото-

вого изделия. При этом необходимый комплекс свойств изделия можно получить, подбирая параметры шихты и внешнего воздействия.

Ранее проведенное исследование структурообразования при СВС-литье [9] позволяет сделать вывод, что равновесное распределение тугоплавких частиц по глубине слитка подчиняется экспоненциальному закону, однако такое равновесное состояние в СВС-процессах достигается редко, но тенденция на приведенных рисунках (рис. 1 и 3) видна хорошо.

Металлографические структуры образцов, легированных титаном и бором и отлитых в центрифуге, показаны на рисунках 4 и 5. Для всех образцов структура верхней кромки формируется с образованием эвтектики (рис. 4), в которой присутствуют крупные карбидные включения. Мелкие и средние карбидные включения по данным микрозондового анализа (рис.1) в этой зоне имеют более высокую концентрацию, чем в глубине. То есть, в образцах наблюдается неоднородность распределения карбидов, содержащих титан и имеющих меньшую плотность, чем металлическая матрица.

На рис.5 показана структура сплава, содержащего около 5% TiB_2 . Такая структура не встречалась в слитках другого состава. Анализ микроструктуры образцов из стали ВСт3 с СВС-наплавкой (рис. 6), полученных в центрифуге показал, что в результате подплавления основы переходная зона имеет промежуточную структуру.

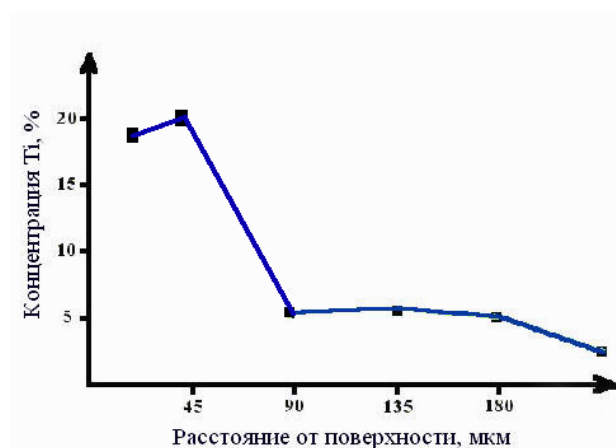


Рис. 3. Распределение титана в слитке состава 3%С, 12%Cr, 5%Ni, 5% TiB_2

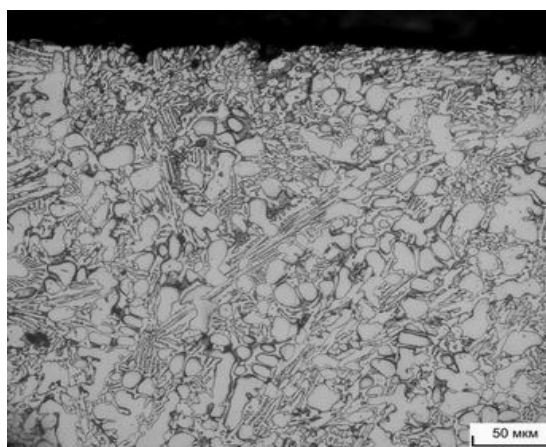


Рис. 4. Структура эвтектик в верхней части отливка.

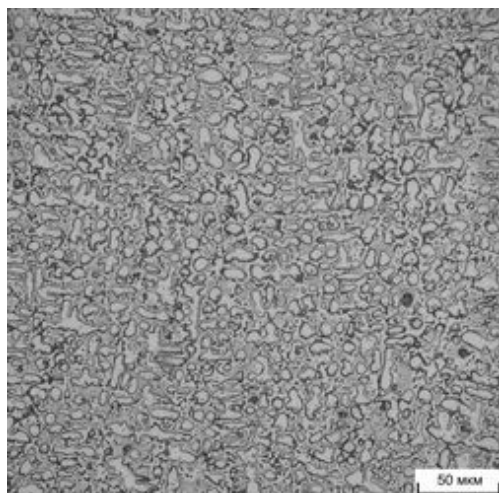


Рис.5. Структура слитка, легированного бором.

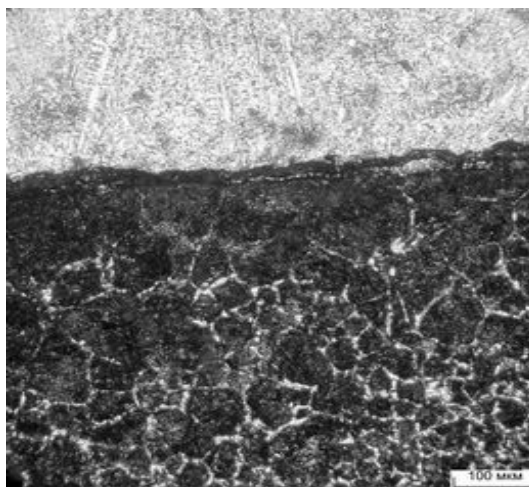


Рис. 6. Структура наплавленного слоя и переходной зоны.

Выводы

Разработан ряд составов износостойкого материала и технология получения из него слитков и изделий методом СВС-литья, в том числе, и с градиентом концентрации упрочняющих частиц.

Список литературы

1. Горячева, И.Г. Контактные задачи в трибологии / И.Г.Горячева, М.Н. Добычин – Москва: Машиностроение, 1988. – 132 с.
2. Зельдович Я.Б., Франк-Каменецкий Д.А. Теория теплового распространения пламени. // Ж. физ. химии, 1938 г. Т. 12, № 1, С. 100-105.
3. Мержанов А.Г. Новые элементарные модели горения второго рода. //Доклады АН СССР, 1977, Т.233, № 5, С.1133-1136.
4. Клубович В.В., Кулак М.М., Самолетов В.Г. Особенности структурообразования при СВС в плавящихся конденсированных смесях при воздействии центробежной силы // Литье и металлургия, 2007, № 1, с. 154-157.
5. Hirano T., Second Symposium for Functionally Gradient Materials, Jul. 1, 1988, Tokyo, The FGM Research Society, Kino Zairyo 8:15 (1988).
6. Lai W., Munir Z.A., McCoy B.J., Risbud S.H. Centrifugally-assisted combustion synthesis of functionally-graded materials // Scripta Materialia, 1997, Vol. 36, №3, P.331-334.
7. Yuhvid V. I., Vishnyakova G.A., Sylyakov S.L., Sanin V.N., Kachin A.R. Structural Macrokinetics of Alumotermic SHS Processes // Int. J. SHS, 1996, V.1, № 3, P.93-105.
8. Пат. 2889 ВУ, МПК В22D 13/06. Устройство для центробежного литья металлоизделий и наплавки покрытий / Клубович В.В., Кулак М.М., Самолетов В.Г.; № U 20050826, Заявл. 22.12.2005 // Афіцыйны бюлетэнь Дзярж. пат. ведамства Рэсп. Беларусь, 2006, №3(50), С.166.
9. Клубович В.В., Кулак М.М., Платонов Л.Л., Румянцева И.Н., Самолетов В.Г. Получение материалов с градиентным распределением упрочняющих частиц методом СВС-литья // Вестці Нацыянальнай Акадэміі Навук Беларусі, серыя фіз.-тэхн. навук, 2006, №3, С. 11-16.

ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА ДЕФЕКТНУЮ СТРУКТУРУ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА УЛЬТРАКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ АЛЮМИНИЯ И СПЛАВА НА ЕГО ОСНОВЕ

Бетехтин В. И., Кадомцев А. Г., Нарыкова М. В., Амосова О. В.,
Скленичка В.*, Саксл И.**.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия
**Institute of Physics of Materials Academy of Sciences of Czech Republic CZ-61662 Brno,*
Czech Republic

***Mathematical Institute Academy of Sciences of Czech Republic CZ-11567 Praha, Czech*
Republic

Высокие механические свойства ультракристаллических материалов стимулируют исследование структурных особенностей, влияющих на формирование этих свойств. В данной работе изучалось влияние интенсивной пластической деформации при равноканальном угловом (РКУ) прессовании на дефектную структуру и механические свойства Al (99,99%) и сплава Al+0,2%Sc. Исходные заготовки, имевшие прямоугольное

сечение (10×10) мм² и длину 50 мм, подвергались различному числу проходов (с поворотом 90° после каждого прохода) при РКУ-прессовании.

Структурные исследования проводились методом электронной сканирующей микроскопии (ЭМ); методом EBSD; методом малоуглового рентгеновского рассеяния (МРР) и дилатометрии. С помощью этих методов оценивался размер микрозерен; доля большеугловых ($\Theta > 15^\circ$) границ; параметры наноповреждений.

Для оценки прочностных свойств образцы растягивались в режиме ползучести при разных напряжениях и температурах 18 или 200⁰С. На опыте определялась долговечность (τ), а также минимальная скорость ползучести ($\dot{\epsilon}$). Кроме того, при акустических исследованиях, которые проводились методом составного вибратора [1], измерялся модуль Юнга (E); амплитудно-независимый декремент (δ); условный предел текучести на базе деформации $\approx 1\text{--}100$ нм.

Рассмотрим сначала экспериментальные данные, полученные для А1. Измерение долговечности образцов, полученных после разного числа проходов при РКУ-прессовании и испытанных в режиме ползучести, показало, что существенное (на порядок и более) уменьшение τ (и рост $\dot{\epsilon}$) наблюдается при переходе от одного (A_1) к четырем (A_4) проходам (рис. 1) [2]. Дальнейшее увеличение числа проходов практически не повлияло на τ и $\dot{\epsilon}$. Для структурных исследований были выбраны поэтому образцы (A_1) и (A_4). Установлено, что размер микрозерен в этих образцах одинаков, примерно 1 мкм. В то же время, при переходе от образцов (A_1) к (A_4) резко (в 3–6 раз) увеличилась доля большеугловых границ [2, 3]. Дальнейшее повышение числа проходов очень незначительно влияло на число границ с большими углами.

Полученные данные свидетельствуют о том, что долговечность и ползучесть ультракристаллического алюминия связана с числом границ с большими разориентациями. Можно предполагать, что увеличение степени интенсивной пластической деформации при переходе от (A_1) к (A_4) активизирует развитие в тройных стыках ротационных мод деформации, ведущих к локальным повреждениям и зарождению микронесплошностей, что и приводит, очевидно, к уменьшению τ .

Для проверки этого предположения образцы (A_1) и (A_4) были исследованы методом МРР и дилатометрии¹⁾. Обнаружено, что в изученных образцах возникает малоугловое рассеяние, обусловленное наличием неоднородностей электронной плотности с одинаковым размером, но различной концентрацией. Для идентификации природы этих неоднородностей и оценки их концентрации методом МРР были измерены образцы (A_1) и (A_4) до и после воздействия на них высокого (1 ГПа) гидростатического давления, которое интенсивно влияет на неоднородности пустотной природы, и, как показали электронномикроскопические исследования [5], практически не сказывается на дислокационной структуре деформированного алюминия. Отметим, что аналогичный прием был использован ранее для выявления областей (ИСО) в матрице металлических аморфных сплавов [6].

На рис.2 показаны типичные зависимости интенсивности от угла рассеяния для образцов (A_4) до и после наложения гидростатического давления. Видно, что давление заметно повлияло на интенсивность и угловой ход рентгеновского рассеяния; это свидетельствует в пользу его связи с наличием областей ИСО.

Предполагая сферическую форму областей (ИСО) и их пустотную природу, были, согласно [7], оценены средние размеры и концентрация нанопор, а также, соответственно, их объемные доли. Оказалось, что средние размеры нанопор в образцах (A_1) и (A_4) практически одинаковы и составляют $\approx 20\text{--}30$ нм, объемные доли отличаются и составляют, соответственно, $\approx 3,7 \cdot 10^{-3}$ и $5 \cdot 10^{-3}$. Приложение давления уменьшает размер

¹⁾ Изучение методом МРР проводилось в области сверхмалых углов рассеяния, в которых, как показано в [4], эффект двойных брэгговских отражений отсутствует.

и объемную долю нанопор. Важно подчеркнуть, что наблюдается хорошее совпадение рентгеновских и дилатометрических (плотностных) измерений. Так, для образца (A_4) уменьшение пористости за счет заживляющего действия давление составило $2,7 \cdot 10^{-3}$ (оценка по данным МРР) и $3 \cdot 10^{-3}$ (прямое измерение плотности).

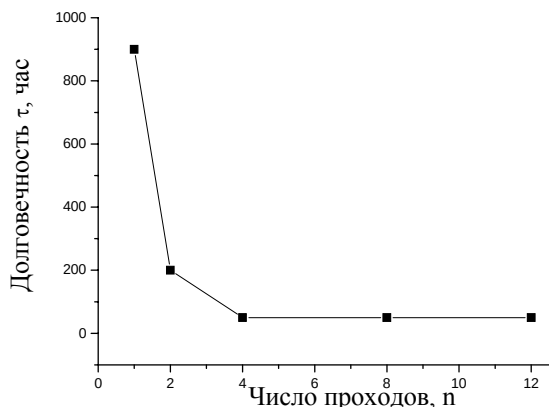


Рис. 1. Зависимость долговечности (τ) ультракристаллического алюминия от числа проходов (n) РКУ-прессования. Растяжение в режиме ползучести при $T = 200^\circ\text{C}$ и $\sigma = 15$ МПа.

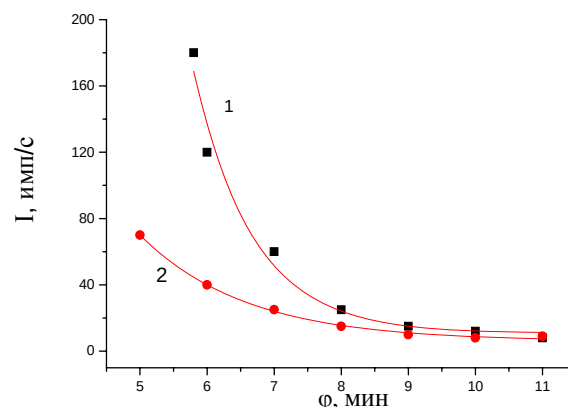


Рис. 2. Зависимость интенсивности (I) от угла рассеяния (ϕ) для ультра-кристаллического алюминия (образцы A_4) до (1) и после (2) воздействия гидростатического давления

Полученные данные свидетельствуют о том, что деформация при РКУ-прессовании сопровождается образованием нанопор, которые локализуются, очевидно, в границах микрзерен.

Увеличение объемной доли нанопористости при переходе от одного к четырем проходам РКУ-прессования можно связать с тем, что при таком переходе резко (до 6 раз) увеличивается доля большеугловых ($>15^\circ$) границ [2, 3], что ведет, очевидно, к возникновению в границах зерен и их тройных стыках ротационных мод деформации и высоких локальных напряжений, способствующих как образованию микронесплошностей [8], так и активизации диффузионных процессов, ведущих к образованию и коагуляции вакансий.

Полученные данные об увеличении нанопористости при переходе от образцов (A_1) к (A_4) позволяют объяснить эффект снижения почти на порядок долговечности образцов (A_4) по сравнению с (A_1) при растяжении указанных образцов в режиме ползучести (рис.1). Из данных рис. 1 видно, что резкое изменение механических свойств (в данном случае – долговечности) происходит при переходе от одного к четырем проходам РКУ-прессования; дальнейшее увеличение числа проходов до двенадцати на долговечность практически не влияет. Испытания на ползучесть (рис. 1) проводились при 200°C ; при нагреве до 200°C размер зерна увеличивался с 1 до 6 мкм [2]. В данной работе испытания в режиме ползучести проводились также и при 18°C , когда размер зерен оставался таким же, как при РКУ-прессовании, т. е. 1 мкм. Установлено, что долговечность образцов (A_1) более чем на 1,5 порядка выше, чем образцов (A_4), то есть эффект изменения долговечности даже больше, чем при температуре испытания 200°C .

Этот результат естественно связать с разной исходной (до испытания на ползучесть) нанопористостью. Отметим, что и для поликристаллического Al с размером зерен около 100 мкм ранее был обнаружен аналогичный эффект влияния на долговечность именно исходной пористости, при идентичности других элементов исходной дефектной структуры [9].

В [10] было показано, что переход от одного к четырем проходам РКУ-прессования сопровождается также увеличением модуля Юнга с 67 до 68,2 ГПа, амплитудно-независимого декремента с $63 \cdot 10^{-5}$ до $80 \cdot 10^{-5}$, условного предела микротекучности с 6,1 до 7,9 МПа; в этой же работе были высказаны соображения о причинах реверсии механических свойств при переходе от микро- к макроуровню деформации, при котором наблюдается эффект разупрочнения (уменьшение τ), а не упрочнения (рост E , δ , σ_s).

Таким образом, полученные данные свидетельствуют о том, что РКУ-прессование ведет к образованию нанопор, которые, наряду с другими структурными факторами (например, долей большеугловых границ и стыков зерен с высоким уровнем локальных напряжений), могут влиять на механические свойства ультракристаллического алюминия.

Роль формирования большеугловых границ в развитии микронесплошностей проявилась и при испытании в режиме ползучести сплава Al+0,2%Sc, подвергнутого РКУ-прессованию. На рис.3, 4 показано распределение границ зерен по ориентации в образцах, после одного и восьми проходов РКУ-прессования (после восьми проходов образец дополнительно испытывался на ползучесть).

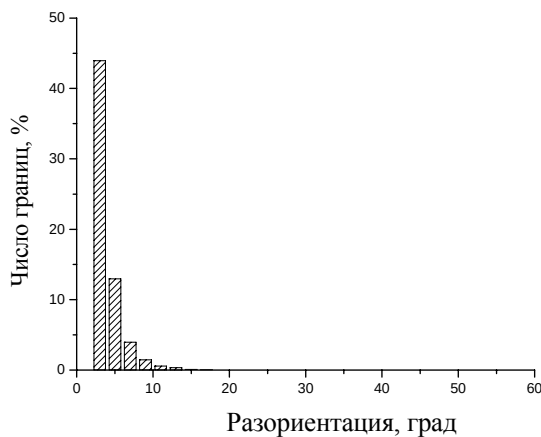


Рис. 3. Распределение границ по разориентации в образце Al+0,2%Sc после 1 прохода РКУ-прессования.

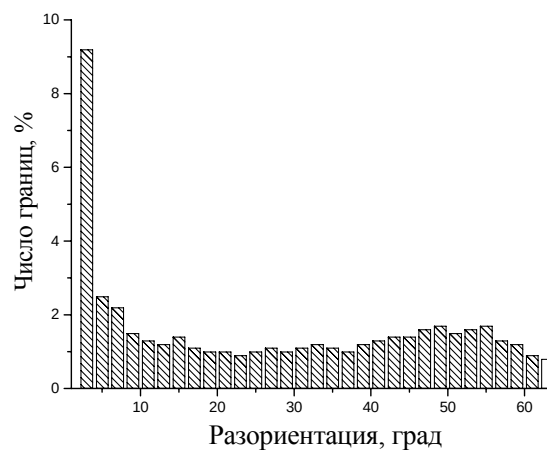


Рис. 4. Распределение границ по разориентации в образце Al+0,2%Sc после 8 проходов РКУ-прессования и испытания при $T = 200^{\circ}\text{C}$ и $\sigma = 10$ МПа.

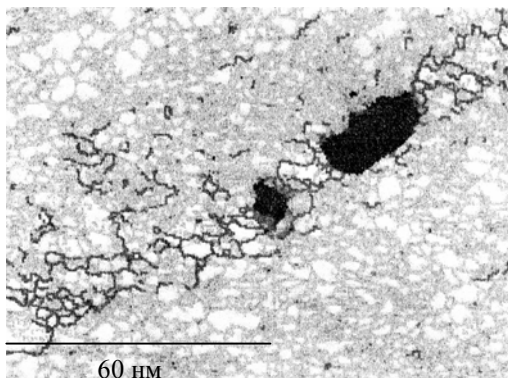


Рис. 5. Al+0,2%Sc после 2 проходов РКУ-прессования и испытания при $T = 200^{\circ}\text{C}$ и $\sigma = 10$ МПа. Черные линии – границы с $\Theta > 15^{\circ}$.

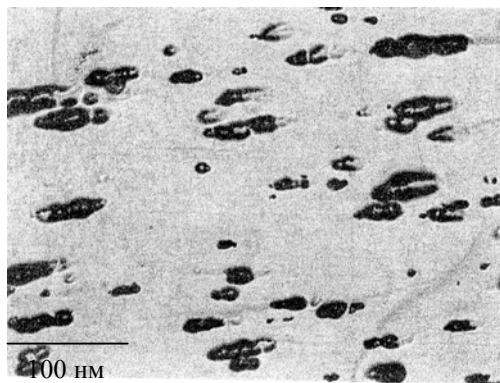


Рис. 6. Микropopы в сплаве Al+0,2%Sc после 8 проходов РКУ-прессования и испытания при $T = 200^{\circ}\text{C}$ и $\sigma = 10$ МПа.

Видно, что увеличение числа проходов резко увеличило число границ с большими разориентациями. Именно в области большеугловых границ наблюдались крупные поры (рис. 5), количество которых на завершающей стадии ползучести достаточно велико (рис. 6). Можно предполагать, что образование таких микронных пор связано, в частности, с диффузионным развитием и коалесценцией нанопор, зародившихся после РКУ-прессования.

Список литературы

1. С.П. Никоноров, Б.К. Кардашев. Упругость и дислокационная неупругость кристаллов. Наука, М (1985). 254 с.
2. V. Sklenicka, J. Dvorak, M. Svoboda. Mater. Sci. Eng. **389**, 696 (2004)
3. T.R. McNelley, D.L. Swisher, Z. Horita, T.G. Langdon. Ultrafine Grainet Mater, II Eds Y.T. Zhu TMS, Warrendale, USA, 15 (2002)
4. В.И. Бетехтин, А.Г. Кадомцев. ФТТ, **47**, 5, 801 (2005)
5. В.И. Бетехтин, М.М. Мышляев, А.И. Петров. ФММ, **36**, 4 (1973)
6. В.И. Бетехтин, А.М. Глезер, А.Г. Кадомцев. ФТТ, **40**, 1, 85 (1998)
7. A. Guinier, G. Fournet. Small-Angle Scattering of X-rays. J. Willey. N.Y. (1955)
8. В.И. Владимиров, А.Е. Романов. Дискликации в кристаллах. Наука, Л (1986). 221 с.
9. В.И. Бетехтин, А.И. Петров, А.Г. Кадомцев. ФММ, **40**, 4, 89 (1975)
10. В.И. Бетехтин, А.Г. Кадомцев, Б.К. Кардашев. ФТТ, **49**, 8, 142 (2006)

УДК 620.178.15:539.52

МЕХАНИЗМЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОЛОС СДВИГА С НАНОЧАСТИЦАМИ В АМОРФНО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВАХ

Глезер А. М., Манаенков С. Е., Пермякова И. Е.

*Институт металловедения и физики металлов, ФГУП «ЦНИИЧермет
им. И.П. Бардина», Москва,
glezer@imph.msk.ru*

При отжиге аморфного состояния и получении при этом аморфно-кристаллических композитов, как известно, можно добиться уникального сочетания свойств, которые становятся даже лучшими, чем у обычных аморфных сплавов [1]. Механические свойства аморфных и аморфно-кристаллических сплавов тесно связаны с таким понятием, как полосы сдвига (ПС), за счет которых происходит процесс их гетерогенной пластической деформации. Во многом тем, как ПС взаимодействуют друг с другом и с выделяющимися частицами, определяется уровень механических характеристик в аморфно-кристаллических сплавах. Однако до настоящего времени этому вопросу не уделялось должного внимания в экспериментальных исследованиях. Целью настоящей работы являлось проведение статистического анализа результатов, полученных при электронно-микроскопическом изучении механизмов взаимодействия ПС с нановключениями кристаллической фазы в аморфно-нанокристаллических сплавах.

Методика и материалы

Объектами исследования являлись ленты исходно аморфного сплава $\text{Fe}_{58}\text{Ni}_{25}\text{B}_{17}$, полученные методом спиннингования. Изучение структуры и фазового состава производили с помощью просвечивающей электронной микроскопии на микроскопе «TESLA BS-540» с ускоряющим напряжением 120 кВ. Фольги приготавливали электролитической полировкой при напряжении 24 В в растворе, состоящем из ортофосфорной кислоты и хромового ангидрида в пропорции 100 г CrO_3 на 430 мл H_3PO_4 . При изучении фазовых превращений также использовали метод ДСК – калориметр Rigaku 8230 со скоростью нагрева 20 К/мин, с помощью которого для исследуемого сплава установлена температура кристаллизации $T_{\text{crys}} = 723$ К. Изохронно отожженные образцы ($T_{\text{an}} = 623\text{--}673$ К в течение 1 ч в вакууме) после электролитической полировки подвергали индентированию по Виккерсу на микротвердомере ПМТ-3М с целью инициирования ПС и последующего электронно-микроскопического изучения.

Обсуждение результатов

В нашей работе [2] дана подробная классификация наблюдаемых вариантов поведения ПС с кристаллическими включениями (огибание, торможение, перерезание, аккомодация – первичная и вторичная), которая хорошо согласуется и является прямым доказательством теоретически предсказанных механизмов их взаимодействия в работе [3].

Анализ вероятности реализации того или иного механизма показал, что наиболее распространенным является механизм перерезания ПС наночастиц – 52%, в то время как вторичная аккомодация реализуется реже всего – 6% (рис. 1). На приведенном рис. 2 прослеживается тенденция, что по мере достижения наночастицами определенного критического размера происходит смена приоритетного механизма их взаимодействия с ПС. Таким образом, установлена реализация размерного эффекта при анализе поведения ПС с нанокристаллами.

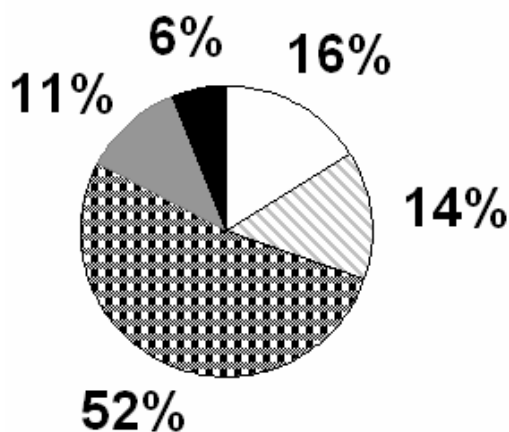


Рис. 1. Диаграмма распределения вероятности реализации механизмов взаимодействия ПС с нанокристаллами при $T_{\text{an}} = 643$ К: □ – огибание, ▨ – торможение, ▩ – перерезание, ▒ – аккомодация первичная, ■ – аккомодация вторичная.

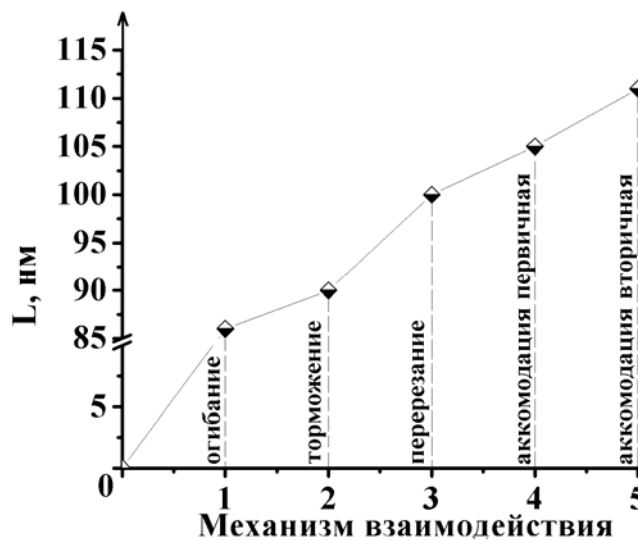


Рис. 2 Явление размерного эффекта при взаимодействии ПС с наночастицами.

В контексте этого, можно обратиться к работе [4], в которой проведена теоретическая оценка устойчивости дислокаций в нанокристаллах. С учетом действия конфигурационных сил и сил трения решетки был определен характерный размер свободного нанокристалла L , ниже которого вероятность существования внутри него подвижных дислокаций заметно снижается. Автор работы [5], проводя теоретические расчеты, предполагает, что в случае, когда размеры кристаллических фаз соизмеримы с толщиной полосы сдвига (10–40 нм), возможны процессы выгибания фронта полосы между наночастицами и, как следствие, изменение её траектории. Наши экспериментальные исследования показали, что для выбранного сплава механизм огибания происходит вплоть до 85 нм. Движение ПС при огибании встречной наночастицы напоминает процесс двойного поперечного скольжения дислокации, преодолевающей жесткий барьер.

Из диаграммы на рис.1 следует, что главными механизмами взаимодействия ПС с наночастицами являются перерезание (52%) и огибание (16%). Промежуточным вариантом между этими механизмами является торможение ПС на наночастицах. Проводя аналогии с работой [4], установлен критический размер нанокристаллов, при превышении которого ПС способна проникнуть в него и застрять, таким образом реализуя механизм торможения: $L_{кр} \approx 90$ нм (рис. 1). При размере кристаллов выше 90 нм происходит механизм перерезания, когда ПС, распространяющаяся в аморфной матрице, может стимулировать дислокационное течение в наночастице, которая, в свою очередь, может стимулировать образование ПС в аморфную компоненту по другую сторону от наночастицы.

Первичная аккомодация состоит в упругой эстафете ПС от одной частицы к другой. Вторичная аккомодация состоит в том, что упруго напряженный нанокристалл инициирует образование нескольких ПС в аморфную матрицу от своей границы.

Среди факторов, влияющих на поведение ПС с наночастицами, следует выделить и такие, как мощность ПС; их скорость распространения; взаимную ориентацию ПС и нанокристаллов; форму, химический состав и кристаллическое строение выделяющихся наночастиц; различие коэффициентов теплового расширения аморфной матрицы и нанокристаллов; соотношение упругих модулей аморфной и кристаллической структурной составляющих. Какой из этих вышеперечисленных факторов является однозначно определяющим осуществление того или иного варианта взаимодействия ПС с наночастицами, установить достаточно сложно. Вероятно, необходимо рассмотрение и учет ряда факторов в комплексе для интерпретации результатов исследования.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 06-02-17075-а).

Список литературы

1. Глезер А.М., Пермякова И.Е., Громов В.Е., Коваленко В.В. Механическое поведение аморфных сплавов. – Новокузнецк: Издательство СибГИУ, 2006. 416 с.
2. Глезер А.М., Манаенков С.Е., Пермякова И.Е. Особенности пластической деформации аморфно-нанокристаллических сплавов // IV Международная конференция «Микромеханизмы пластичности, разрушения и сопутствующих явлений»: Сборник научных трудов молодых ученых. (24-30 июня 2007 г., Тамбов). – 2007. – С. 65-70.
3. Glezer A.M., Posdnyakov V.A. Structural mechanism of plastic deformation of nanomaterials with amorphous intergranular layers // Nanostructural materials. – 1995. – V. 6. – P. 767-769.
4. Gryaznov V.G., Polonsky I.A., Romanov A.E., Trusov L.I. Size effect of dislocation stability in nanocrystals // Physical Review. – 1991. – V. B44. – P. 42-46.
5. Поздняков В.А. Развитие полос сдвига в аморфно-кристаллических металлических сплавах // ФММ. – 2004. – Т. 97. – № 1. – С. 9-17.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ ПОЛУЧЕНИЯ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРООСАЖДЕНИЯ НАНОСТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ, СОСТОЯЩИХ ИЗ ПОЛЫХ ПЕНТАГОНАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Викарчук А. А., Ясников И. С., Денисова Д. А., Цыбускина И. И.

Тольяттинский государственный университет, Тольятти,
fti@tltsu.ru

Проведённые нами ранее эксперименты [1, 2] показали, что при определенных условиях образование пентагональных кристаллов на индифферентной подложке при электроосаждении металлов происходит по схеме: трёхмерный кластер (с икосаэдрическим или декаэдрическим расположением атомов) → некристаллический сферический островок роста → микрокристаллы с дисклинациями → кристаллические образования с пентагональной симметрией → покрытия, плёнки и массивные материалы из них. При этом нами были получены сферические частицы с размерами от 30 до 300 нм и ограниченные пентагональные кристаллы меди разного габитуса с поперечными размерами от 0,3 мкм до 300 мкм в виде конусов, дисков, бакеболов, звёздчатых многогранников, призм, стержней, трубок и имеющие одну или шесть осей симметрии пятого порядка [1, 2], а также покрытия, порошки и изделия из них.

Кристаллы и частицы с пентагональной симметрией обладают специфическими свойствами [1, 2]. В них нарушен дальний порядок. Они содержат дисклинации и двойниковые границы раздела. В них нарушено трансляционное скольжение дислокаций, четко выражена текстура и, соответственно, анизотропия свойств. Можно предположить, что покрытия, пленки и фольги из таких кристаллов, в силу специфических особенностей их строения, будут также обладать необычными свойствами, которые и определяют их практическое применение.

Известно, что высокая концентрация двойниковых границ, характерная для материалов, состоящих из пентагональных кристаллов (рис. 1 а) должна придать им высокую твёрдость. Однако оценка механических характеристик материалов, состоящих из пентагональных кристаллов размером в десятки мкм (рис. 1 а), показывает незначительное увеличение их прочностных характеристик, в то время как пентагональные усы и трубки демонстрируют высокую прочность. Данный факт является прямым следствием строения пентагонального микрокристалла (рис. 1 б), который является, по сути, «смешанной» структурой. Например, в пентагональном кристалле икосаэдрического габитуса для атомов, расположенных на осях симметрии икосаэдра, характерно отсутствие кристаллической структуры и дальнего порядка (атомы расположены на оси симметрии пятого порядка, запрещённой законами классической кристаллографии); для атомов, лежащих вблизи плоскостей двойникования, характерна локальная ГПУ-решётка, а отдельные сектора икосаэдра имеют локальную ГЦК-решётку (рис. 1 в) [3].

Оценки показывают, что нарушение дальнего порядка (характерного для кристаллического состояния) имеет место в объёме, который занимает не более 5 % от общего объема кристалла. Следовательно, физико-механические свойства крупных пентагональных кристаллов из-за большой доли кристаллической составляющей не должны существенно отличаться от свойств обычного ГЦК-кристалла. Повысить влияние пятерной симметрии на свойства кристалла можно только ограничением размеров самого кристалла до наномасштабного уровня. Специфичность свойств наночастиц, в основном, определяется тем, что число поверхностных атомов сравнимо с их общим количеством, и, как следствие, физические свойства массивных веществ существенно отличаются от свойств тех же веществ в области наноразмеров.

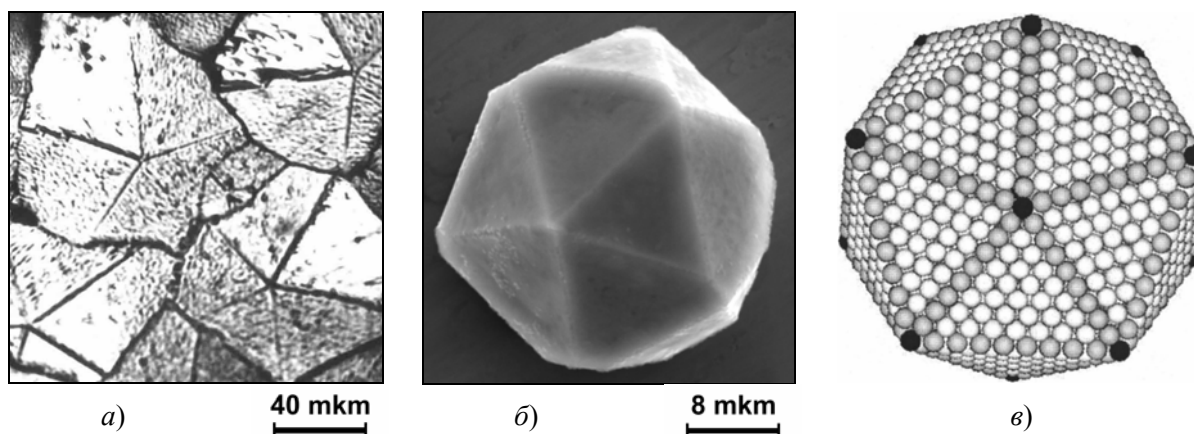


Рис. 1. Покрытие, состоящее из пентагональных конусообразных кристаллов меди (*а*); пентагональный микрокристалл меди икосаэдрического габитуса (*б*) и схема его строения (*в*, [3]) (*а* – металлография, шлиф со стороны электролита; *б* – сканирующая электронная микроскопия).

Объединение свойств наночастиц и пятерной симметрии будет способствовать проявлению уникальных, а иногда и аномальных свойств металлических пентагональных наночастиц как за счет размерного фактора и развитой поверхности, так и за счет некристаллической структуры. Развитая поверхность будет способствовать повышенной каталитической активности пентагональных наночастиц, а наличие пятерной симметрии приведёт к явно выраженной анизотропии свойств и появлению в частицах дефектов дисклинационного типа.

Нами начаты работы по получению и исследованию свойств пентагональных металлических наночастиц, полученных методом электроосаждения меди на индифферентных подложках. Для получения пентагональных металлических наночастиц нами использовался стандартный сернокислый электролит без добавок. Электроосаждение проводилось в гальваностатическом режиме при плотностях тока $0,01 \dots 1 \text{ mA/cm}^2$ при температуре электролита $15 \dots 40^\circ\text{C}$. Время осаждения подбиралось экспериментально в зависимости от типа подложки и плотности тока. Исследование структуры пентагональных металлических микро- и наночастиц проводилось с помощью оптической и сканирующей электронной микроскопии.

К настоящему времени нами получены пентагональные частицы и микрокристаллы на индифферентных слабопроводящих подложках различного химического состава (ниобий, графит, титан). На подложке из ниобия все полученные пентагональные образования имели сложную многогранную или шарообразную форму (рис. 2 *а*).

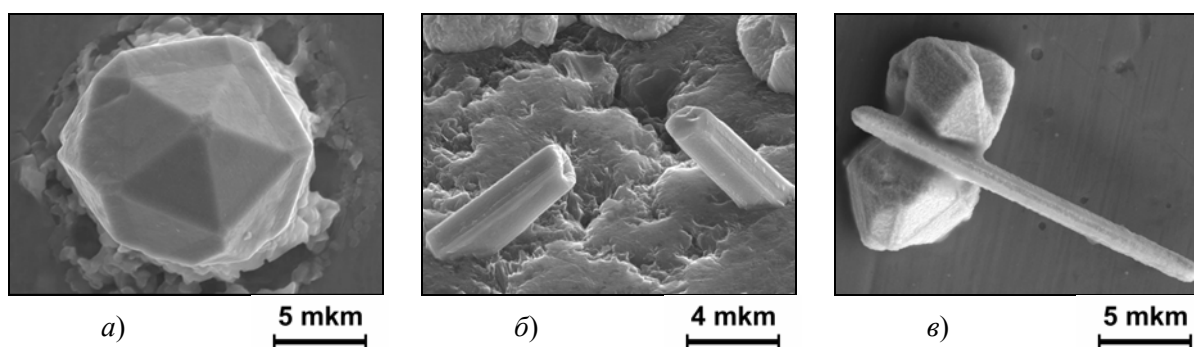


Рис. 2. Образования с пентагональной симметрией на подложках из ниобия (*а*), графита (*б*) и титана (*в*) (сканирующая электронная микроскопия).

На подложке из графита, в основном, получаются пентагональные кристаллы нитевидной формы (рис. 2 б). На подложке из титана, в зависимости от режимов осаждения, получены осадки, состоящие из смеси нитевидных и шарообразных пентагональных кристаллов (рис. 2 в). Ограничение размеров кристаллов до наномасштабного уровня проводилось путем уменьшения времени электроосаждения. Именно таким образом нами и были получены пентагональные наночастицы.

Однако существует альтернативный путь перехода металлического материала, состоящего из пентагональных образований к наносостоянию. По рекомендации IUPAC, под наноструктурными материалами принято понимать материалы, основные структурные элементы которых не превышают 100 нм, по крайней мере, в одном направлении. При этом для сферической частицы размером ~ 100 нм, полученной методом электроосаждения, это приблизительно соответствует тому, что на поверхности вещества оказывается около 1 % атомов от их общего количества (рис. 3). Именно данную долю поверхностных атомов условно принимают за верхний предел, при котором частица еще проявляет наносвойства. Однако расчеты показывают, что если у частицы внутри имеется полость, то даже при размерах порядка 1 мкм на поверхности также располагается около 1 % атомов (рис. 3). Это означает, что использование микрочастиц и микротрубок с полостью внутри даёт такой же эффект по свойствам, как у обычных наночастиц. Это позволяет применять при создании наноматериалов вместо наночастиц микрочастицы и микротрубки с полостью внутри, что значительно облегчает задачу создания новых материалов с заданными свойствами.

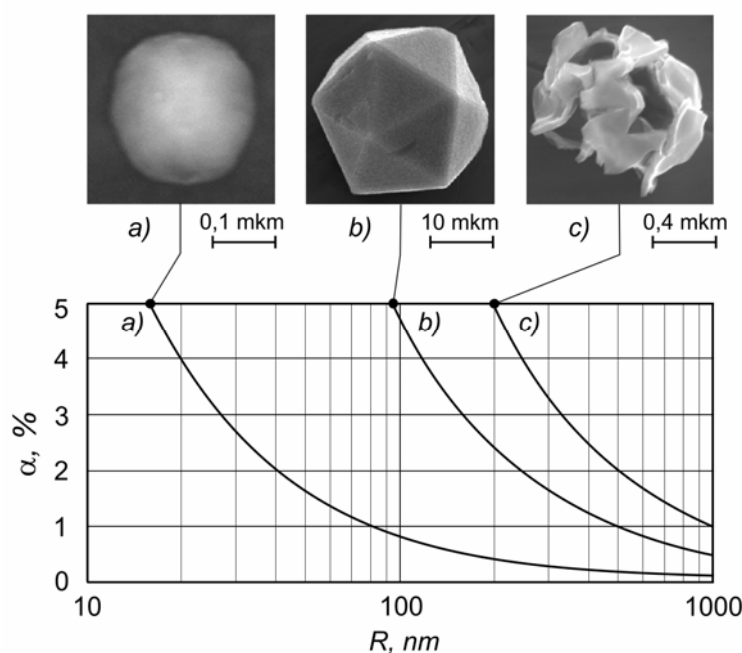


Рис. 3. Графики зависимостей доли поверхностных атомов α (%) от размеров частицы R (нм) для сферической частицы (a), икосаэдрической частицы без полости (b) и с полостью внутри (c).

Формирование полостей в нитевидных пентагональных кристаллах впервые было теоретически предсказано на основании дисклинационных представлений в монографии [4]. Термодинамическая необходимость наблюдавшегося нами на практике возникновения полости в нитевидных пентагональных микрокристаллах, имеющих одну ось симметрии пятого порядка и выросших в процессе электрокристаллизации меди, была обоснована в работах [5–6]. В нитевидных микрокристаллах, имеющих одну ось симметрии пятого порядка, полость, при её наличии, выходит на поверхность и легко

наблюдается с помощью средств электронной микроскопии. Выявление полости в малых частицах и микрокристаллах, имеющих шесть осей симметрии пятого порядка потребовало введения новой экспериментальной методики на основе разрушающих методов контроля.

Теоретическое обоснование и экспериментальное подтверждение существования полостей в малых частицах и микрокристаллах с шестью осями симметрии пятого порядка было представлено в работе [7]. Согласно дисклинационным представлениям, пентагональная частица с полостью внутри содержит дисклинацию – мощный источник внутренних дальнедействующих полей напряжений. Давление на внутреннюю поверхность полый икосаэдрической малой частицы (ИМЧ), обусловленное полями упругих напряжений, связанными с дефектом дисклинационного типа, определяется формулой:

$$P_{ISP} = \frac{3 G a (1 + \xi^2)}{10 R_1 (1 - \xi^3)} + \frac{2 G \kappa^2 (1 + \nu)}{9 (1 - \nu)} \cdot \left(1 - \frac{9 \xi^3 \ln^2 \xi}{(1 - \xi^3)^2} \right) \quad (1)$$

где $\xi = R_0/R_1$ – безразмерный параметр, в котором R_0 – радиус полости в ИМЧ, R_1 – внешний радиус ИМЧ; G – модуль Юнга; γ – поверхностная энергия ИМЧ; κ – мощность дисклинации Маркса–Иоффе; ν – коэффициент Пуассона. Предельное значение механического напряжения, которое ещё не приводит к разрушению ИМЧ, определяется формулой:

$$P_{MAX} = 2 \sigma (1 - \xi) \quad (2)$$

где σ – предел прочности материала ИМЧ. Зависимости $P_{ISP}(\xi)$ и $P_{MAX}(\xi)$ для электроосаждённой меди приведены на рис. 4 а, из которых следует, что графики $P_{ISP}(\xi)$ и $P_{MAX}(\xi)$ пересекаются в некоторой точке с абсциссой $\xi = \xi_{\tilde{N}}$, причём при $\xi > \xi_{\tilde{N}}$ имеет место строгое неравенство $P_{ISP}(\xi) > P_{MAX}(\xi)$.

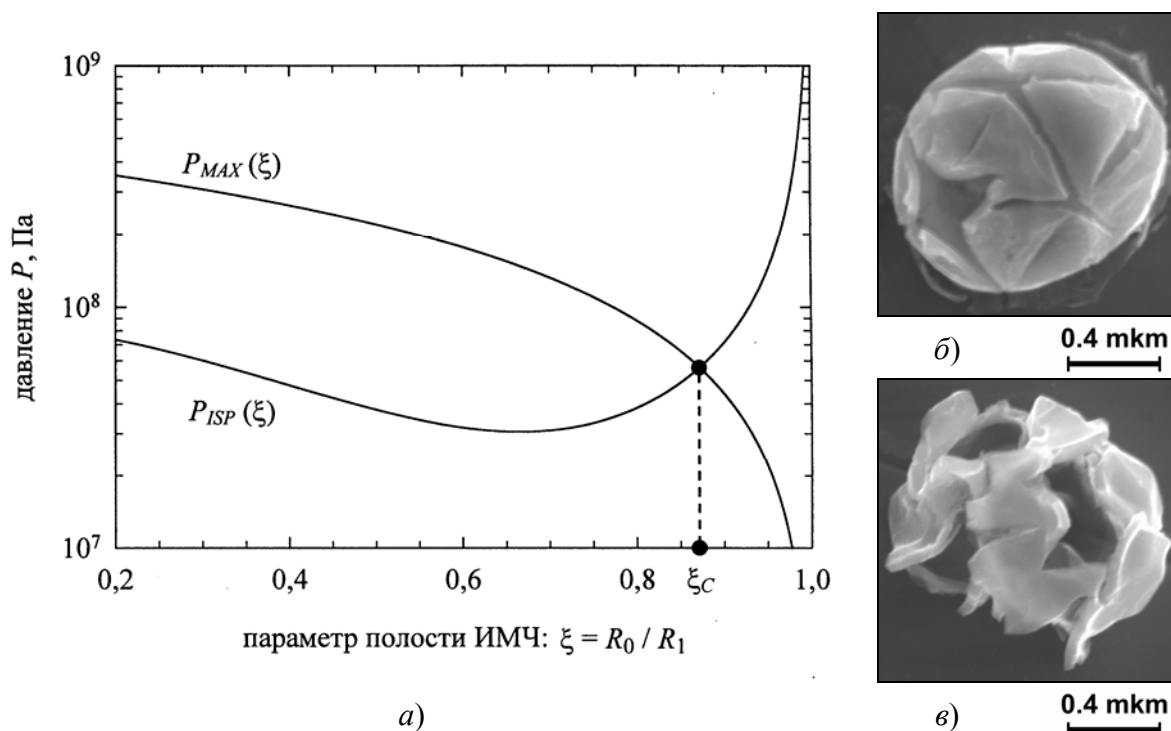


Рис. 4. Графики зависимостей $P_{ISP}(\xi)$ и $P_{MAX}(\xi)$ для электроосаждённой меди (а) и морфология разрушенной поверхности малых частиц меди после утонения оболочки в результате химического травления (б, в).

Таким образом, если увеличивать значение параметра ξ , что фактически означает эффективное уменьшение толщины стенки полый икосаэдрической малой частицы, то при некотором значении $\xi = \xi_N$ произойдёт «мгновенное» разрушение её оболочки (рис. 4 а).

Для подтверждения этой идеи и исследования внутренней структуры малых частиц меди был выбран этап формирования из сферической частицы островка с огранкой. Морфология полученного осадка исследовалась с помощью сканирующего электронного микроскопа LEO 1455 VP. Для выявления структурных особенностей, связанных с дефектами дисклинационного типа, полученный осадок в виде островков роста на подложке в течение 30...60 сек подвергался химическому травлению. При наличии полости в малых частицах меди данная процедура могла привести к утонению оболочки и выполнению условия $P_{ISP} \geq P_{MAX}$, что немедленно привело бы к разрушению полый икосаэдрической малой частицы. Действительно, при исследовании морфологии электролитического осадка после химического травления были выявлены многочисленные «взрывообразные» вскрытия оболочек малых частиц (рис. 4 б, в), причём очагами разрушения, по нашему мнению, являлись места пересечения двойниковых границ и выходов дисклинаций на поверхность малых частиц, т. е. места максимальной концентрации внутренних упругих напряжений. Кроме того, было отчётливо визуализировано наличие полостей в малых частицах, что однозначно свидетельствует о присутствии в них дефектов дисклинационного типа.

Стоит отметить, что вскрытия полостей в икосаэдрических малых частицах можно добиться также путём нагревания частиц или электрорастворением их оболочки на конечной стадии электрокристаллизации, а также простым увеличением размеров частиц. В последнем случае из-за квадратичной зависимости упругой энергии, связанной с дисклинацией, от размера частицы резко возрастают (вплоть до предела прочности) внутренние напряжения, и частица разрушается.

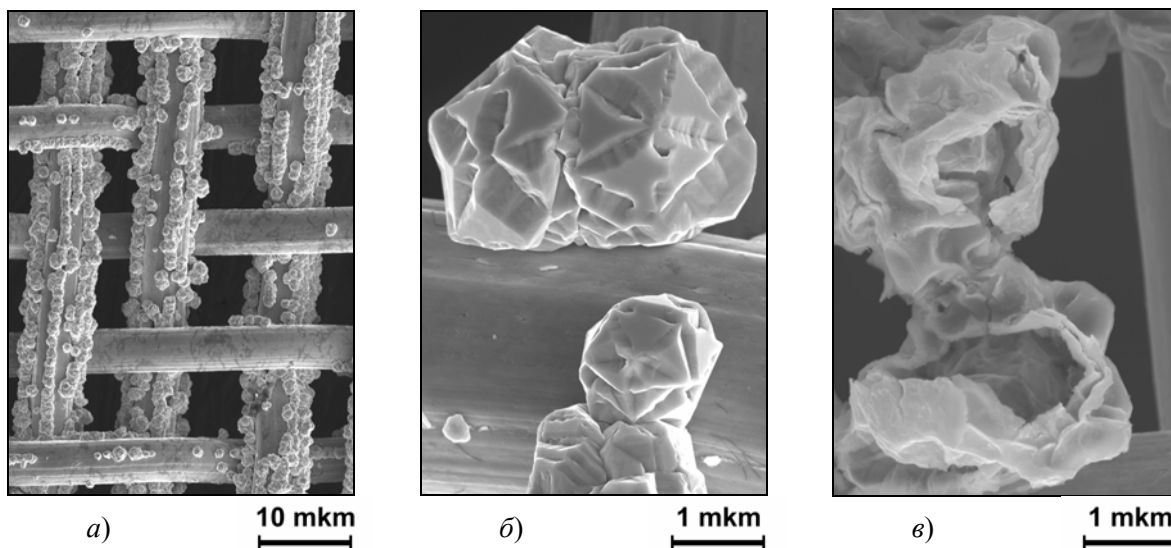


Рис. 5. Сеточный адсорбционный фильтр (а) с нанесёнными на него пентагональными наночастицами до (б) и после (в) химического травления их поверхности.

Данные предпосылки легли в основу для проведения новых исследований с целью разработки принципиально нового адсорбционного фильтра, покрытого наночастицами. На данном этапе экспериментов нам удалось получить сетку с достаточно равномерным покрытием из пентагональных полых частиц преимущественно икосаэдрического габитуса (рис. 5 а, б). Высокая активность поверхностных атомов во вскрытых

пентагональных частицах (рис. 5 в) и проявление ими, фактически, наносвойств, позволяет проводить фильтрацию жидких и газообразных сред на наноуровне. Это определит широкий спектр применения данного фильтра в медицине (для очистки физиологических жидкостей) и технике. Работы в данном направлении продолжаются в настоящее время.

Таким образом, идею создания принципиально новых металлических наноматериалов можно реализовать, если использовать металлические пентагональные трубки и частицы с полостью внутри.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (региональный грант № 07-03-97626) и Федерального агентства по науке и инновациям (госконтракты № 02.513.11.3038 и № 02.513.11.3084) и областного гранта № 398Е2.3К

Список литературы

1. А. А. Викарчук, А. П. Воленко Пентагональные кристаллы меди, многообразие форм их роста и особенности внутреннего строения // Физика твёрдого тела. – 2005. – т. 47, вып. 2. – С. 339 – 344.
2. А. А. Викарчук, И. С. Ясников Особенности массо- и теплообмена в микро- и наночастицах, формирующихся при электрокристаллизации меди // Физика твёрдого тела. – 2006. – т. 48, вып. 3. – С. 536 – 539.
3. Y. Wang, S. Teitel, C. Dellago Melting of icosahedral gold nanoclusters from molecular dynamics simulations // The Journal of Chemical Physics. – 2005. – Vol. 122. – P. 214722, 1-16.
4. В. И. Владимиров, А. Е. Романов Дислокации в кристаллах // Ленинград: Наука, 1986. – 224 с.
5. И. С. Ясников, А. А. Викарчук Термодинамика образования полости в пентагональных кристаллах в процессе электроосаждения меди // Известия РАН. Серия физическая. – 2005. – Том 69, № 9. – С. 1378 – 1382.
6. И. С. Ясников, А. А. Викарчук Эволюция образования и роста полости в пентагональных кристаллах электролитического происхождения // Физика твёрдого тела. – 2006. – т. 48, вып. 8. – С. 1352 – 1357.
7. И. С. Ясников, А. А. Викарчук К вопросу о существовании полостей в икосаэдрических малых металлических частицах электролитического происхождения // Письма в ЖЭТФ – 2006. – т. 83, вып. 1. – С. 46 – 49.

ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛОСТЕЙ В ИКОСАЭДРИЧЕСКИХ МАЛЫХ ЧАСТИЦАХ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ ПО МЕХАНИЗМУ ДИФфуЗИОННОГО ДРЕЙФА ВАКАНСИЙ

Ясников И. С., Викарчук А. А.

Тольяттинский государственный университет, Тольятти,

fti@tltsu.ru

Формирование полостей в пентагональных микрокристаллах, имеющих одну (нитевидные микрокристаллы, группа симметрии D_{5h}) или шесть (икосаэдры, группа симметрии I_h) осей симметрии пятого порядка, было теоретически предсказано, исходя из дислокационных представлений, в работах [1, 2]. Теоретическое обоснование на-

блюдавшегося нами на практике возникновения полости в нитевидных пентагональных микрокристаллах, имеющих одну ось симметрии пятого порядка и выросших до определённых размеров в процессе электрокристаллизации меди, ранее было предложено в работе [3]. При этом вопрос о наблюдении полостей в пентагональных малых частицах и микрокристаллах электролитического происхождения и имеющих шесть осей симметрии пятого порядка остался не раскрытым, поскольку выявление полости в таких объектах требовало введения новой экспериментальной методики. Если в нитевидных микрокристаллах, имеющих одну ось симметрии пятого порядка, «полость» выходит на поверхность кристалла и может наблюдаться с помощью средств электронной микроскопии (рис. 1 а), то выявление полости в малых частицах и микрокристаллах, имеющих шесть осей симметрии пятого порядка (рис. 1 б), требовало разрушающих методов контроля. Поэтому, в работе [4] нами были представлены результаты экспериментов по выявлению полостей в икосаэдрических малых частицах (ИМЧ) меди электролитического происхождения (рис. 1 в), содержащих дефект дисклинационного типа, и предлагалось теоретическое обоснование выбранной экспериментальной методики.

В работе [5] была предложена модель, которая основывается на предположении, что строение, размеры, форма и сценарии развития пентагональных кристаллов определяются особенностью процессов массо- и теплообмена, протекающими в островках роста, образующихся на начальных стадиях электрокристаллизации меди. При этом было показано, что в процессе роста частиц при электрокристаллизации металла на слаботеплопроводящую подложку в определённом интервале размеров их температура из-за выделения скрытой теплоты и высокой локальной плотности тока может достигать значительных величин. В настоящей работе предлагается к обсуждению модель, основывающаяся на предположении, что рост полости в частице, находящейся в высокотемпературном состоянии, обусловлен диффузионным дрейфом вакансий, возникающих в процессе электрокристаллизации на периферии ИМЧ, к её центру под действием поля упругих напряжений, которое создаётся дефектом дисклинационного типа.

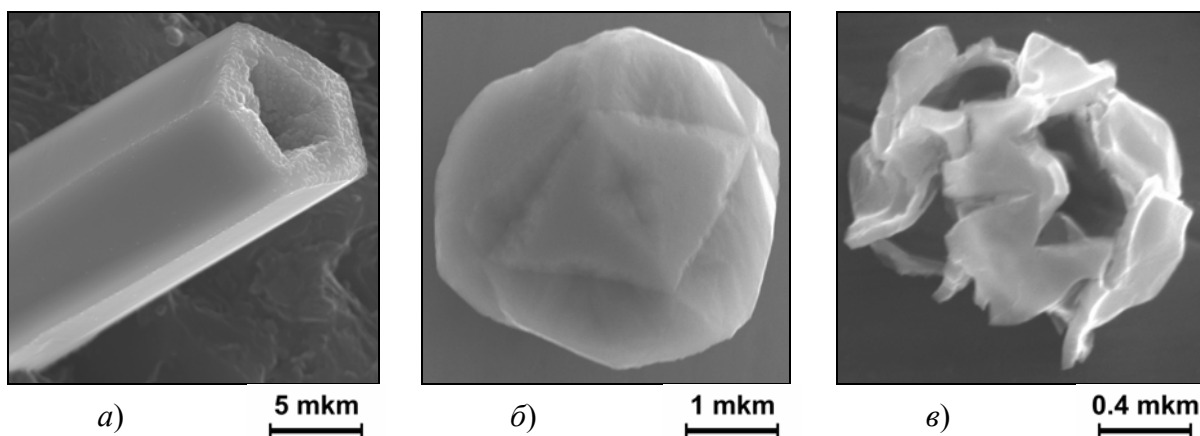


Рис. 1. Полый пентагональный кристалл с одной осью симметрии пятого порядка (а) и икосаэдрическая малая частица меди с шестью осями симметрии пятого порядка до (б) и после (в) вскрытия полости в ней, согласно методике, представленной в работе [4].

Согласно модели точечной дисклинации, упругая энергия ИМЧ радиуса R имеет вид [6, 7]:

$$E_{ISP} = \frac{2G\varepsilon_I^2}{9} \left(\frac{1+\nu}{1-\nu} \right) V = \frac{G\omega^2}{216\pi} \left(\frac{1+\nu}{1-\nu} \right) R^3, \quad (1)$$

где G – модуль упругости, ν – коэффициент Пуассона, V – объём ИМЧ, ε_I – эквивалентное относительное удлинение (согласно [6], для ИМЧ $\varepsilon_I = 3e_{\theta\theta} = 3e_{\phi\phi} = -3e_{rr}/2 \approx 0,06$) ω – суммарный дефицит телесного угла или мощность дисклинации (для ИМЧ $\omega = 8\pi\varepsilon_I = 0,48\pi$).

Компоненты тензора упругих напряжений, связанных с дефектом дисклинационного типа в ИМЧ, будут иметь вид [6]:

$$\begin{aligned}\sigma_{rr} &= \frac{4G\varepsilon_I}{3} \left(\frac{1+\nu}{1-\nu} \right) \ln \frac{r}{R} = \frac{G\omega}{6\pi} \left(\frac{1+\nu}{1-\nu} \right) \ln \frac{r}{R}, \\ \sigma_{\theta\theta} = \sigma_{\phi\phi} &= \sigma_{rr} + \frac{2G\varepsilon_I}{3} \left(\frac{1+\nu}{1-\nu} \right) = \sigma_{rr} + \frac{G\omega}{12\pi} \left(\frac{1+\nu}{1-\nu} \right), \\ \sigma_{\alpha\beta} &= 0, \text{ если } \alpha \neq \beta\end{aligned}\quad (2)$$

Первый инвариант тензора упругих напряжений, созданных дефектом дисклинационного типа:

$$\sigma_{inv} = Sp \sigma_{\alpha\beta} = \sigma_{rr} + \sigma_{\theta\theta} + \sigma_{\phi\phi} = \frac{G\omega}{2\pi} \left(\frac{1+\nu}{1-\nu} \right) \left(1 + 3 \ln \frac{r}{R} \right). \quad (3)$$

Гидростатическая компонента вектора упругих напряжений, созданных дефектом дисклинационного типа, определяется формулой [8]:

$$P = \frac{1}{3} \sigma_{inv} = \frac{G\omega}{6\pi} \left(\frac{1+\nu}{1-\nu} \right) \left(1 + 3 \ln \frac{r}{R} \right). \quad (4)$$

Вакансия, помещённая в поле гидростатического давления, запасает дополнительную упругую энергию:

$$\Delta E = P \Delta V_0, \quad (5)$$

где ΔV_0 – локальное изменение объёма, вызванное образованием вакансии. Отсюда, сила упругого взаимодействия вакансии с дефектом дисклинационного типа:

$$F = -\frac{\partial(\Delta E)}{\partial r} = -\frac{\Delta V_0 G \omega (1+\nu)}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{1}{r}. \quad (6)$$

Процесс электрокристаллизации металлов протекает в далёких от термодинамического равновесия условиях. Структуры, формирующиеся при этом процессе, весьма неравновесны и содержат практически все известные дефекты кристаллического строения, иногда в максимально возможных концентрациях. В процессе электрокристаллизации вблизи поверхности растущего кристалла рождаются неравновесные вакансии. Их концентрация была ранее оценена [9, 10] и оказалась порядка 10^{-4} .

Таким образом, поскольку в процессе электрокристаллизации на поверхности сферического островка (частицы) постоянно будут образовываться вакансии, и если островок содержит дефект дисклинационного типа, то под действием поля упругих напряжений образующиеся вакансии будут дрейфовать от поверхности островка роста к его центру со скоростью:

$$\vec{V} = \frac{D}{k_b T} \vec{F}, \quad (7)$$

где T – температура, F – сила, определяемая выражением (6), k_b – постоянная Больцмана, D – коэффициент диффузии вакансий в объёме материала при температуре T :

$$D = D_0 \exp \left(-\frac{Q}{k_b T} \right), \quad (8)$$

где D_0 – предэкспоненциальный множитель, Q – энергия активации. С учётом (6) и (8), скорость дрейфа вакансий от периферии островка роста к его центру определяется формулой:

$$V(r) = \frac{\Delta V_0 G D_0 \omega (1+v)}{2 \pi k_b T (1-v)} \cdot \frac{1}{r} \cdot \exp\left(-\frac{Q}{k_b T}\right) \quad (9)$$

и явным образом зависит от расстояния вакансии r до дефекта дисклинационного типа.

Дрейф вакансий от периферии к центру островка роста, несомненно, будет приводить к образованию полости в его центре, т.к. каждая вакансия несёт недостаток объема, который можно оценить как a^3 , где a – параметр решётки. Оценим кинетику роста полости за счёт диффузионного дрейфа вакансий.

Предположим, что в некоторый момент времени t внешний радиус островка роста составлял $R_1(t)$. При малом изменении радиуса островка в процессе роста его объём увеличится на $dV_1 = 4 \pi R_1^2 dR_1$, а количество атомов в нём увеличится на величину $dN_1 = \frac{\rho}{\mu} N_A dV_1 = 4 \pi R_1^2 \frac{\rho}{\mu} N_A dR_1$. При этом число образовавшихся вакансий будет определяться формулой:

$$dN_{1vac}(t) = 4 \pi \frac{\rho}{\mu} N_A C_{vac} R_1^2(t) dR_1(t), \quad (10)$$

где $C_{vac} = 10^{-4}$ (в силу вышесказанного).

Через время дрейфа τ часть образовавшихся вакансий достигнет границ поры, которая к данному времени имела размер $R_2(t + \tau)$, и увеличат объём поры на величину $dV_2 = 4 \pi R_2^2 dR_2$. С другой стороны, если прибыло dN_2 вакансий, каждая из которых «изымает» объём a^3 , то $dV_2 = a^3 dN_2$. Отсюда:

$$dN_{2vac}(t + \tau) = \frac{4 \pi}{a^3} R_2^2(t + \tau) dR_2(t + \tau). \quad (11)$$

Полагая, что ξ – доля от общего числа образовавшихся на поверхности островка вакансий, которая смогла достичь границ поры за время дрейфа τ , получаем условие:

$$\xi \cdot dN_{1vac}(t) = dN_{2vac}(t + \tau). \quad (12)$$

Раскрывая $dN_{1vac}(t)$ и $dN_{2vac}(t + \tau)$, получаем равенство:

$$4 \pi \frac{\rho}{\mu} N_A C_{vac} \xi R_1^2(t) dR_1(t) = \frac{4 \pi}{a^3} R_2^2(t + \tau) dR_2(t + \tau), \quad (13)$$

которое после упрощения принимает вид:

$$\frac{\rho}{\mu} N_A C_{vac} a^3 \xi R_1^2(t) dR_1(t) = R_2^2(t + \tau) dR_2(t + \tau). \quad (14)$$

Поскольку дрейф отдельной вакансии происходит со скоростью $V(r)$ (см. выражение (9)), и расстояние от $R_1(t)$ до $R_2(t + \tau)$ она преодолевает за время τ , то из явного кинематического условия $\vec{V}(r) = d\vec{r}/dt$ следует, что:

$$\int_0^\tau dt = - \int_{R_1(t)}^{R_2(t+\tau)} \frac{dr}{V(r)}. \quad (15)$$

Раскрывая условие (15), получаем:

$$\frac{a^3 G D_0 \omega \tau (1+\nu)}{\pi k_b T (1-\nu)} \cdot \exp\left(-\frac{Q}{k_b T}\right) = R_1^2(t) - R_2^2(t+\tau). \quad (16)$$

Обозначим:

$$A = \frac{\rho}{\mu} N_A C_{vac} a^3 \xi; \quad B = \frac{a^3 G D_0 \omega (1+\nu)}{\pi k_b T (1-\nu)} \cdot \exp\left(-\frac{Q}{k_b T}\right). \quad (17)$$

Тогда система уравнений (14), (16) примет вид:

$$\begin{aligned} A R_1^3(t) &= R_2^3(t+\tau); \\ B \tau &= R_1^2(t) - R_2^2(t+\tau) \end{aligned} \quad (18)$$

Отсюда:

$$R_2(t+\tau) = \sqrt{\frac{B \tau}{\frac{1}{A^{2/3}} - 1}}. \quad (19)$$

Без ограничения общности можно вести отсчёт времени с момента образования поры, т.е. принять $t = 0$. Кроме того, для случая электроосаждённой меди $\rho = 8920 \text{ кг/м}^3$; $\mu = 63 \cdot 10^{-3} \text{ кг/моль}$; $C_{vac} = 10^{-4}$; $a = 3,6 \cdot 10^{-10} \text{ м}$; $\xi \sim 0,5$, поэтому легко оценить $A \approx 2 \cdot 10^{-4}$. Поэтому $\frac{1}{A^{2/3}} \gg 1$, и, следовательно, (19) принимает вид:

$$R_2(\tau) = \sqrt{\frac{2}{A^{2/3} B \tau}} = \frac{1}{A^{1/3}} \sqrt{\frac{2}{B \tau}}. \quad (20)$$

Раскрывая A и B , получим:

$$R_{void}(\tau) = a^{5/2} \left(\frac{\rho}{\mu} N_A C_v \xi \right)^{1/3} \left(\frac{G D_0 \omega \tau (1-\nu)}{\pi k_b T (1+\nu)} \cdot \exp\left(-\frac{Q}{k_b T}\right) \right)^{1/2}. \quad (21)$$

Оценим кинетику роста полости в малой частице по механизму диффузионного дрейфа вакансий от периферии к её центру для случая электроосаждённой меди ($G = 5 \cdot 10^{10} \text{ Па}$; $D_0 = 1,3 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ [8]; $Q = 3,2 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$; $\nu = 0,34$). Соответствующие графики для значений температуры ИМЧ 700 К и 900 К представлены на рис. 2.

Таким образом, рост полости в ИМЧ может быть обусловлен диффузионным дрейфом вакансий от периферии ИМЧ к её центру под действием поля упругих напряжений, которое создаётся дефектом дисклинационного типа. При этом размер образующейся полости в момент времени τ от начала её образования зависит от мощности

дисклинации ω , коэффициента диффузии D и температуры T как $R_{void}(\tau) \sim \sqrt{\frac{D \omega \tau}{T}}$.

Поскольку с ростом температуры отношение D/T также возрастает, то повышение температуры активирует диффузионный дрейф вакансий от периферии ИМЧ к её центру. При этом значительного повышения температуры наночастиц, растущих в процессе электрокристаллизации металла на индифферентной подложке можно достичь путём варьирования локальной плотности тока и выбором слаботеплопроводящей подложки [5] (нержавеющая сталь с покрытием нитридом титана, графит и т.п.).

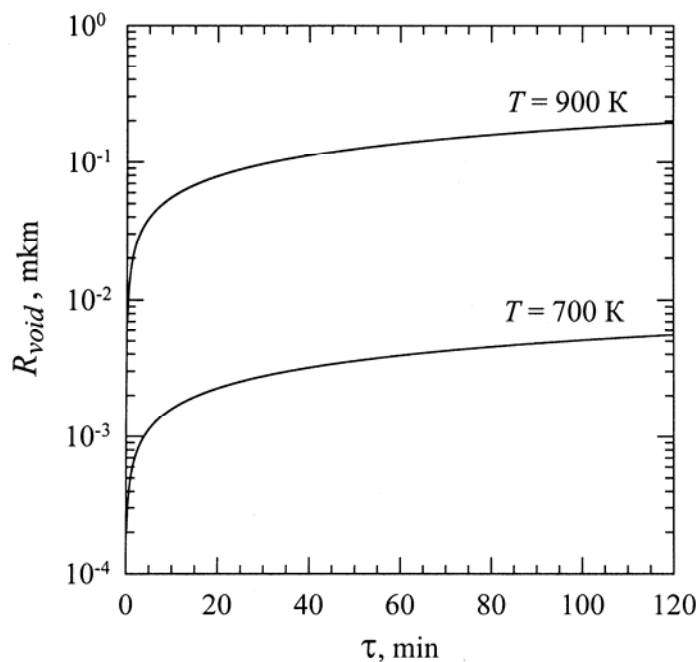


Рис. 2. Кинетика роста полости в малой частице по механизму диффузионного дрейфа вакансий от периферии к её центру для двух значений температуры.

Стоит отметить, что близкая по постановке проблема исследовалась ранее в работе [11], где рассматривалась диффузия дилатационных точечных дефектов в упругом поле *клиновой* дисклинации, расположенной в центре *цилиндра* радиуса R со свободной поверхностью. В настоящем сообщении исследовалась диффузия вакансий в упругом поле *точечной* дисклинации, расположенной в центре *шара* радиуса R . При этом, если в работе [11] радиус цилиндра считается постоянным, то в настоящем сообщении внешний радиус шара, отождествлённый с ИМЧ радиуса R , увеличивается в силу условий процесса электрокристаллизации. Данный факт существенно усложняет аналитическое решение уравнения баланса для концентрации точечных дефектов внутри шара, поэтому нами и был предложен модельный подход без представления кинетических уравнений, аналогичных рассмотренным в работе [11].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (региональный грант № 07-03-97626) и Федерального агентства по науке и инновациям (госконтракты № 02.513.11.3038 и № 02.513.11.3084).

Список литературы

1. В. И. Владимиров, А. Е. Романов Дисклинации в кристаллах // Ленинград: Наука, 1986. – 224 с.
2. A. E. Romanov, I. A. Polonsky, V. G. Gryaznov, S. A. Nepijko, T. Junghanns, N. J. Vitrykhovski Voids and channels in pentagonal crystals // Journal of Crystal Growth. – 1993. – Vol. 129, Iss. 3-4. – P. 691 – 698.
3. И. С. Ясников, А. А. Викарчук Эволюция образования и роста полости в пентагональных кристаллах электролитического происхождения // Физика твёрдого тела. – 2006. – т. 48, вып. 8. – С. 1352 – 1357.

4. И. С. Ясников, А. А. Викарчук К вопросу о существовании полостей в икосаэдрических малых металлических частицах электролитического происхождения // Письма в ЖЭТФ – 2006. – т. 83, вып. 1. – С. 46 – 49.
5. А. А. Викарчук, И. С. Ясников Особенности массо- и теплообмена в микро- и наночастицах, формирующихся при электрокристаллизации меди // Физика твёрдого тела. – 2006. – т. 48, вып. 3. – С. 536 – 539.
6. A. Howie, L. D. Marks Elastic strains and the energy balance for multiply twinned particles // Philosophical Magazine A. – 1984. – Vol. 49, No. 1. – P. 95 – 109.
7. V. G. Gryaznov, J. Heidenreich, A. M. Kaprelov, S. A. Nepijko, A. E. Romanov, J. Urban Pentagonal symmetry and disclinations in small particles // Crystal Research and Technology. – 1999. – Vol. 34, № 9. – P. 1091 – 1119.
8. Б. Я. Любов Диффузионные изменения дефектной структуры твёрдых тел // Москва: Металлургия, 1985. – 208 с.
9. Ю. Д. Гамбург Электрохимическая кристаллизация металлов и сплавов // Москва: Янус-К, 1997. – 384 с.
10. А. А. Викарчук, А. П. Воленко, И. С. Ясников Дефекты и структуры, формирующиеся при электрокристаллизации ГЦК-металлов // Санкт-Петербург: Политехника, 2004. – 216 с.
11. А. Е. Романов, Г. Г. Самсонидзе Диффузия в упругом поле клиновой дисклинации // Письма в ЖТФ. – 1988. – т. 14, вып. 14. – С. 1339 – 1342.

УДК 534.321.9:621.762.4

ПОЛУЧЕНИЕ ПЬЕЗОКЕРАМИКИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ

Шилин А. Д.*, Рубаник В. В., Рубаник В. В.*мл.

Институт технической акустики НАН Беларуси, Витебск, Беларусь

* УО "Витебский государственный технологический университет", Витебск, Беларусь

ita@vitebsk.by

Улучшение эксплуатационных электрических характеристик и увеличение прочности керамических изделий возможно только при прессовании заготовок высокой плотности. Пресс-заготовки, получаемые при промышленном производстве керамики, путем прессования в одноосной пресс-форме, не обеспечивают возможности изготовления изделий с низкой пористостью. В последнее время все чаще для улучшения физико-механических свойств получаемых керамических и металлических изделий применяют ультразвуковые колебания (УЗК) [1–4].

Целью настоящей работы является улучшение качества керамики ЦТБС-3М и ВаTiO₃ путем применения УЗК при изготовлении пресс-заготовок.

Прессование исходных порошков с применением УЗК проводили по схеме, приведенной в [1]. Частота УЗК составляла 22 кГц, амплитуда – 12–15 мкм, мощность – 0,4 кВт, время выдержки при максимальном давлении – 30 с. Источником УЗК служил генератор УЗДН-2Т. В качестве связки использовали 7% раствор поливинилового спирта, который вводили в прессуемый порошок до 4 весовых процентов.

Гистограмма распределения по размерам зерен, предварительно синтезированного порошка ЦТБС-3М, после сухого помола приведена на рис. 1.

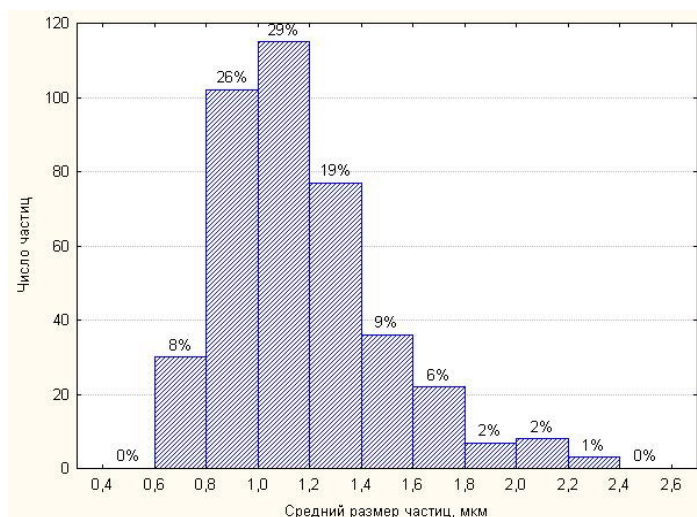


Рис. 1. Гистограмма распределения по среднему размеру частиц порошка ЦТБС-3М

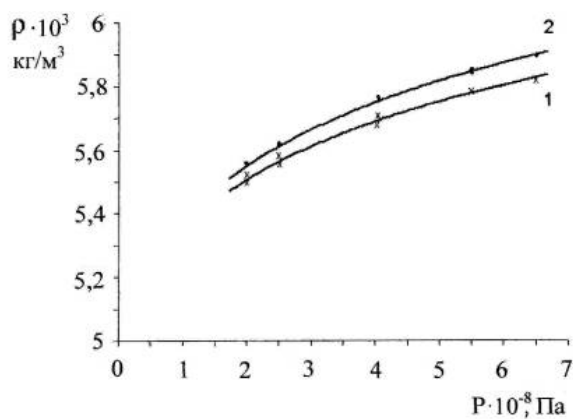


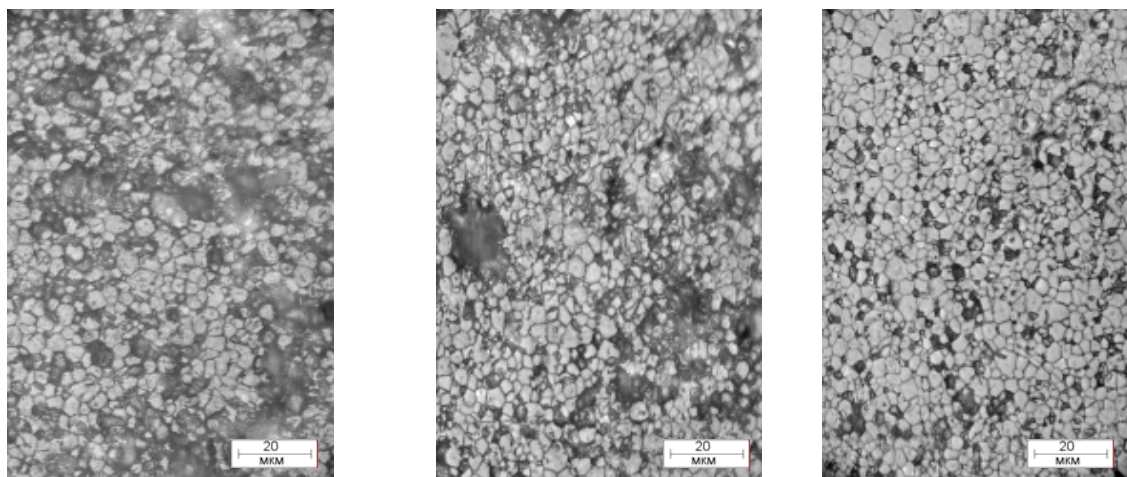
Рис. 2. Зависимость плотности пресс-заготовок от давления прессования керамики ЦТБС-3М: 1 – прессование без УЗК; 2 – прессование с наложением УЗК. Количество связки 4 весовых процента.

Прессование в ультразвуковом поле заготовок керамики BaTiO_3 и ЦТБС-3М позволяет увеличить их плотность на 3–5%. Изменение плотности пресс-заготовок в зависимости от давления прессования по традиционной и ультразвуковой технологии для ЦТБС-3М представлено на рис. 2.

Микроструктура синтезированной керамики ЦТБС-3М, полученной протяжкой, обычным прессованием и прессованием в ультразвуковом поле, показана на рис. 3.

Исследования микроструктуры синтезированной керамики ЦТБС-3М с помощью электронного микроскопа показывают, что применение ультразвука позволяет уменьшить пористость и получить более равномерное распределение зерен по размерам (рис. 4).

Уменьшение пористости керамики, полученной из пресс-заготовок, сформированных в ультразвуковом поле, подтверждается и исследованием керамики BaTiO_3 (рис.5).



1

2

3

Рис. 3. Микроструктура керамики ЦТБС-3М: 1 – протяжка; 2 – обычное одноосное прессование; 3 – прессование в ультразвуковом поле. Количество связки 4 вес. %

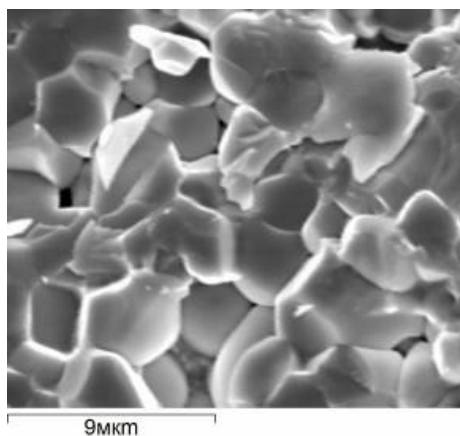
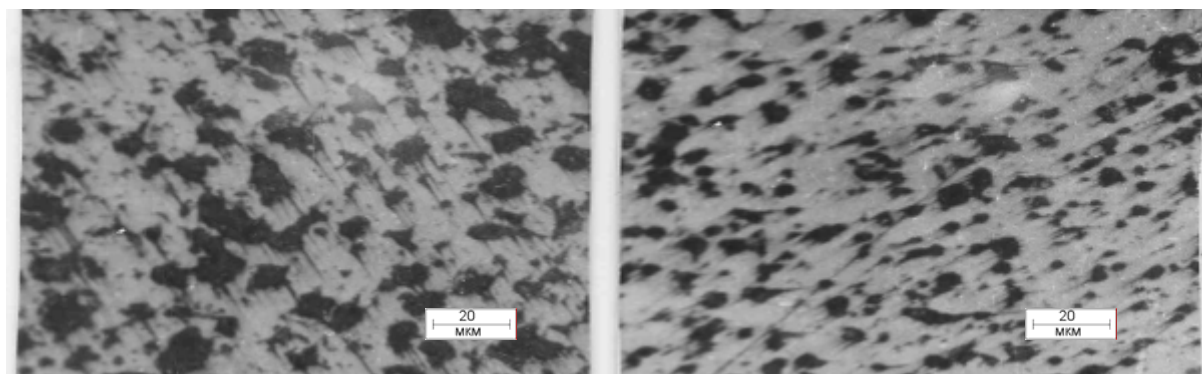


Рис. 4. микроструктура керамики ЦТБС-3М, полученной прессованием с УЗК.

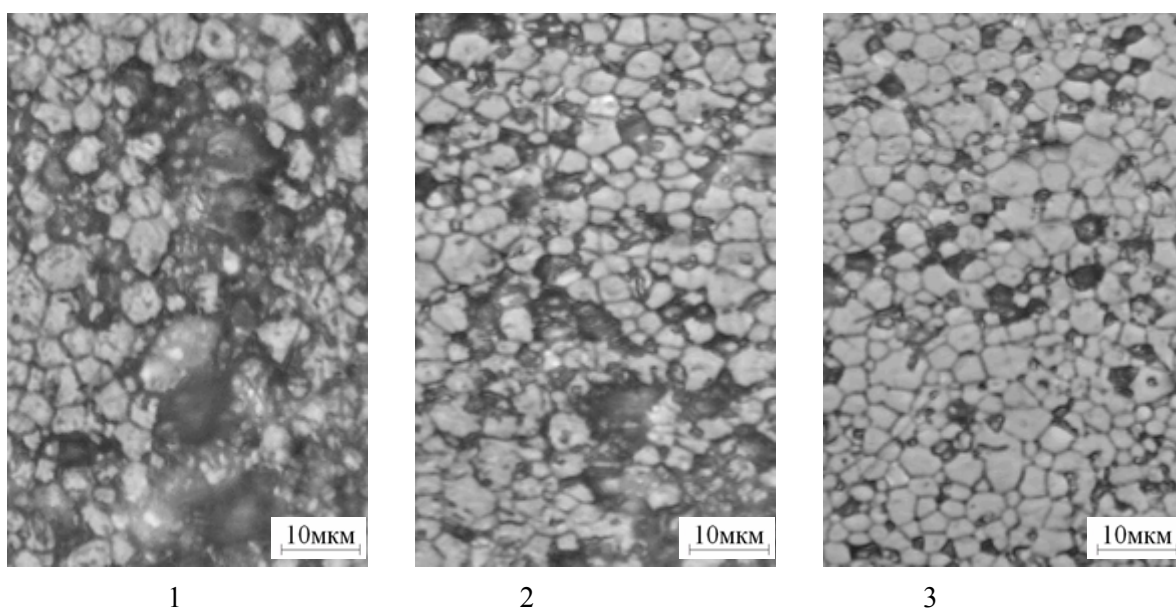


1

2

Рис. 5. Структура керамики BaTiO_3 , полученной прессованием: 1 – без использования УЗК; 2 – с наложением УЗК

Проведены исследования по возможности уменьшения количества применяемой для получения заготовок связки. Микроструктура синтезированной керамики ЦТБС-3М, полученной различными методами с уменьшением количества вводимой в пресс-порошок связки до 2 весовых процентов, показана на рис.6.



1

2

3

Рис. 6. Микроструктура керамики ЦТБС-3М: 1 – протяжка; 2 – обычное одноосное прессование; 3 – прессование в ультразвуковом поле. Количество связки 2 вес.%

Установлено, что уменьшение количества связки до 2 весовых процентов при применении УЗК в процессе прессования заготовок не влияет на их прочность и уменьшает пористость синтезированной керамики. Установлено также, что воздействие ультразвуковых колебаний на исходный порошок через жидкую среду приводит к его некоторому измельчению за счет разрушения агломератов (рис.7). Микроструктура керамики ЦТБС-3М, синтезированной из спрессованных с помощью УЗК образцов без применения связки, показана на рис. 8.

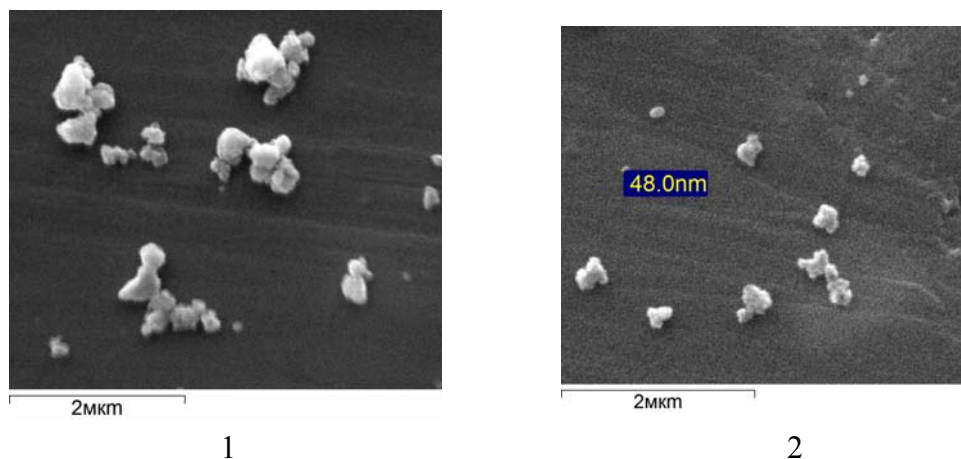


Рис. 7. Микроструктура порошка ЦТБС-3М: 1 – исходный материал; 2 – после предварительной ультразвуковой обработки

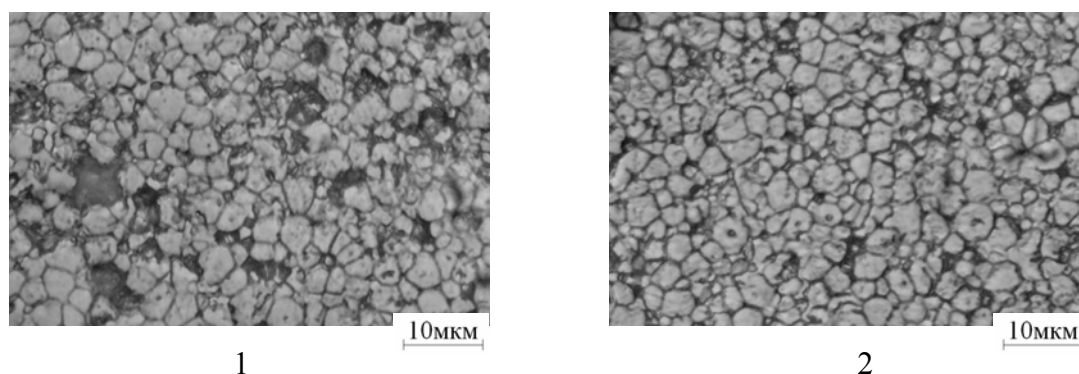


Рис. 8. Микроструктура керамики ЦТБС-3М, полученной: прессованием в ультразвуковом поле без применения связки: 1 – исходный порошок; 2 – порошок, предварительно обработанный в ультразвуковом поле.

Сравнение микроструктуры керамики ЦТБС-3М, полученной различными методами, показывает, что наименьшая пористость наблюдается у образцов, синтезированных из пресс-заготовок, полученных из порошка, предварительно обработанного в ультразвуковом поле и спрессованного с применением УЗК.

Работа выполнена в рамках задания ГКПНИ «НАНОТЕХ»

Список литературы

1. В.В.Артемов, В.В.Клубович, В.В.Рубаник. Ультразвук и обработка материалов. Экоперспектива, Мн., 2003, 355 с.
2. Б.А.Агранат, А.П.Гудович, Л.Б.Невеженко. Ультразвук в порошковой металлургии. – М., Металлургия, 1986, 168 с.
3. О.Л.Хасанов, Ю.П.Похолков и др. Ультразвуковая обработка наноструктурных порошков для изготовления циркониевой технической керамики. «Перспективные материалы». 2000, Т.1, с.50-55.

МЕХАНИЗМЫ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ И РОСТА ПРИ ОКИСЛЕНИИ НАНОЧАСТИЦ НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗА

Толочко О. В.*, Кадомцев А. Г., Амосова О. В.

**Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
Санкт-Петербург,
Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург*

В настоящее время все большее внимание уделяется исследованию магнитных наночастиц на основе железа и его оксидов в связи с широкими потенциальными возможностями их промышленного применения для магнитных лент, носителей информации, магнитных жидкостей и др. В настоящем исследовании нами были экспериментально изучены основные закономерности фазообразования при термической обработке наночастиц на основе железа в ходе термической обработки в окислительной атмосфере. Исследования структуры и свойств частиц проводилось методами высокоразрешающей электронной микроскопии, рентгеновского фазового анализа, рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, термогравиметрического анализа и магнитометрии. В докладе будут обсуждаться механизмы формирования наночастиц, фазовые превращения и магнитные свойства при их окислительной термообработке.

Ферромагнитные наночастицы на основе железа были синтезированы методом химической конденсации пара при использовании пентакарбонила железа в качестве прекурсора. Синтез наночастиц проводился в атмосфере инертного газа: аргона или гелия. В зависимости от экспериментальных параметров, полученные частицы имели средний диаметр от 6 до 25 нм. Непосредственно после получения частицы были пирофорны, поэтому на поверхности свежеприготовленных наночастиц путём контролируемого окисления была сформирована оксидная оболочка толщиной 2–3 нм, состоящая, в основном, из магнетита. Параметр кристаллической решетки сердечника (твёрдый раствор на основе ОЦК железа) увеличивался при уменьшении размера частиц, что объяснено эпитаксиальным ростом оксидной оболочки на их поверхности, приводящим к растягивающим напряжениям внутри металлического сердечника.

Окислительная термообработка частиц проводилась при нагревании в атмосфере воздуха. Было исследовано влияние температуры на их размер, форму и фазовый состав. Окислительная термообработка приводит к последовательному формированию оксидных фаз. При нагреве до температур порядка 300°C существенных структурных изменений не происходит; некоторый рост размеров частиц происходит только за счет увеличения оксидной оболочки. При повышении температуры в структуре частиц начинают формироваться внутренние полости, рентгеновские рефлексы от металлической фазы исчезают. Формирование фазы $\gamma\text{Fe}_2\text{O}_3$, обладающей высокой поверхностной энергией, происходит при температурах до 400°C. Это сопровождается коагуляцией наночастиц с образованием непрерывной структуры в виде стержней, которые при повышении температуры распадаются с образованием новых частиц $\alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$ большего размера (30...50 нм) стабильных до температур 1000°C. Размер частиц $\alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$ тем больше, чем больше размер исходных наночастиц.

Для более детального изучения начальных стадий процесса окисления наночастиц и термической стабильности нами была проведена низкотемпературная термическая обработка в атмосфере аргона, содержащей 10⁻⁴ об.% кислорода. При этом наблюдается существенное уменьшение параметра кристаллической решетки альфа железа с ростом магнитной индукции насыщения частиц. Это связано со срывом когерентности на межфазной границе металл-оксид при росте оксидной оболочки и с релаксацией

внутренних напряжений. Таким образом, низкотемпературная термическая обработка может быть рекомендована для улучшения магнитных свойств покрытых оксидом наночастиц на основе железа.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 07-03-00659)

СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ПОЛИИМИДА И ФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ

Ким Д.*, Ли Д. В.*, Васильева Е. С., Толочко О. В., Бетехтин В. И.,
Кадо́мцев А. Г.**, Амосова О. В.****

*Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург,
* Корейский институт машиностроения и материалов, Кёнгам, Чангвон, Республика Корея
** Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург*

Введение наноразмерных неорганических наполнителей в полимеры привело к появлению нового класса материалов, так называемым, нанокомпозитам. Такие композиционные материалы могут быть использованы для покрытий, антифрикционных материалов, в качестве компонентов для высокочастотных магнитных экранов и др. Особую привлекательность имеют нанокомпозиты на основе полиимидных матриц, благодаря их высоким механическим показателям и термической стабильности. Полиимиды в максимально возможной степени (насколько это возможно для органических веществ и полимеров) по своим термостойким показателям приближены к аналогичным показателям большинства неорганических наполнителей. Ожидается, что при целенаправленной разработке полиимид-керамических нанокомпозитов, они способны найти огромное применение в электронике, аэрокосмической промышленности (конструкционные и абразивные материалы), медицине (биоматериалы для медицинских приборов и сенсоров), разделительных мембранах, микро-электромеханических системах.

В работе методом газофазного синтеза были получены наночастицы на основе дисульфида вольфрама и магнитные наночастицы на основе железа. На базе полученных частиц были приготовлены нанокомпозиционные материалы на основе полиимиды. Структура и свойства композиционных материалов были изучены методами растровой электронной микроскопии, атомно-силовой микроскопии, рентгенофазового анализа.

Гибкие ($\epsilon \leq 10\%$) пленочные образцы нанокомпозита могут получены при содержании до 20 вес.% наночастиц на основе железа в полиимидной матрице. Механические свойства этих образцов практически не ухудшаются по сравнению с исходным полимерным материалом: прочность остается на том же уровне, деформация до разрыва снижается незначительно, не нарушая при этом эластичности образцов. При этом происходит существенный рост модуля Юнга пленочных образцов нанокомпозитов. При содержании частиц до 10 % образцы прозрачны в оптической области. Намагниченность образцов растет линейно при увеличении концентрации частиц. Величина коэрцитивной силы может регулироваться путем создания упорядоченного расположения частиц в полимерной матрице с помощью магнитного поля на стадии формирования пленок ПАК.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 07-03-00659)

ВЛИЯНИЕ НАГРЕВА И ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭВОЛЮЦИЮ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АМОРФНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ

Капустин А. Н., Яковлев А. В., Федоров В. А.

Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина

feodorov@tsu.tmb.ru

Введение

Металлические стекла (МС) из-за их уникальных физических характеристик уже давно являются предметом пристальных экспериментальных исследований. В настоящее время известны аморфные сплавы для многих металлических систем [1].

Под воздействием различного рода дестабилизирующих факторов (облучение, механические и/или термические воздействия, химическая обработка) осуществляется переход к новому, более равновесному состоянию, сопровождающийся изменением совокупности свойств МС, в частности, к существенному снижению макроскопической пластичности [2]. В связи с этим, одной из актуальных проблем физики неупорядоченных сред остается проблема термической стабильности МС и контроля над изменением их физико-механических характеристик. Поэтому актуальной задачей физики неупорядоченных сред является исследование термической стабильности (МС), решаемой, как правило, при отжиге [3].

Цель работы: 1) исследование пластичности МС для двух методик отжига: на керамической подложке и в стабилизирующих пластинах при различных температурах; 2) исследование механических характеристик МС, обусловленное действием лазерного облучения; 3) исследование поведения отожженного МС при одноосном растяжении.

Методика эксперимента и материалы

Исследования проводили на металлическом стекле на основе Fe, полученном методом спиннингования. Толщина лент 20 мкм. Объектами исследования служили образцы размером 3,5×15 мм, 3,5×20 мм, 3,5×90 мм (для исследования пластичности, микротвердости, прочности, соответственно).

Перед испытанием образцы подвергали изохронному отжигу в печи при заданных температурах с выдержкой $t = 10$ мин. Время отсчитывалось с момента размещения образцов на керамической подложке или в области между пластинами. Отжиг в печи на керамической подложке сопровождается перепадами температуры, связанными с загрузкой и выгрузкой образцов. В связи с этим, была предложена методика отжига ленточных образцов МС между стабилизирующими пластинами с большой теплоемкостью. Заданная температура между пластинами практически не изменяется при загрузке образцов, вследствие чего оптимизируется режим отжига [4].

Время выхода на режим отжига в стабилизирующих пластинах значительно меньше, чем на керамической подложке, что в большей степени соответствует времени отжига при заданной температуре.

Затем методом на изгиб [5, 6] исследовался характер изменения пластичности МС в зависимости от температуры отжига. Меру пластичности оценивали из выражения [5]: $\varepsilon = h/(D - h)$, где h – толщина ленты, D – расстояние между параллельными пластинами, при котором изогнутый образец разрушался.

Воздействие лазерного облучения на поверхность МС осуществляли с помощью оптического квантового генератора «КВАНТ-15» с длиной волны излучения $\lambda =$

1064 нм. Энергию импульса варьировали в пределах $E = 4\text{--}6 \text{ Дж/см}^2$. Длительность импульса составляла $\sim 4 \text{ мс}$.

Индентирование облученных МС, а также исследование характера деформирования и разрушения проводили на микротвердомере ПМТ-3. Измерение величины микротвердости проводилось при индентировании как со стороны гладкой поверхности ленты (прилегающей при получении к закалочному барабану) так и ее торцевой поверхности. Исходные образцы МС наносили на подложку, в качестве которой использовали полиэфирный композит. Подложки толщиной $\approx 1 \text{ мм}$ предварительно наносили на металлическую пластину [7]. Специфика приготовления образцов для последней методики заключается в изготовлении компаундов из эпоксидной смолы с заневоливанием в ней МС и их последующей механической шлифовки и полировки перед индентированием [8].

Испытания на одноосное растяжение проводили на машине высокой жесткости Инстрон 5565. С этой целью были изготовлены специальные захваты.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

1) При достижении определенной температуры предварительного отжига в пределах устойчивости аморфного состояния некристаллические сплавы полностью или частично становятся хрупкими при комнатной температуре. Это явление потери пластичности аморфных сплавов имеет не только чисто научный, но и большой практический интерес. Именно оно в значительной мере ограничивает температурный интервал термической обработки промышленных сплавов. Известно, что падение пластичности происходит в две стадии: первая – при низкой температуре, вторая – при более высокой. При низкотемпературном этапе охрупчивания пластичность снижается от 1,0 до 0,1. На втором высокотемпературном этапе пластичность изменяется в пределах нескольких сотых. Кроме того, следует иметь в виду, что изменение в интервале $\pm 0,1$ лежит в пределах доверительного интервала при измерении пластичности на изгиб, так что вторую стадию охрупчивания можно вообще не заметить при проведении экспериментов. Явление потери пластичности хорошо описано в литературе для отжига в вакууме [5]. Полученные нами зависимости изменения пластичности представлены на рис. 1. Каждая точка графика является усреднением 10 измерений.

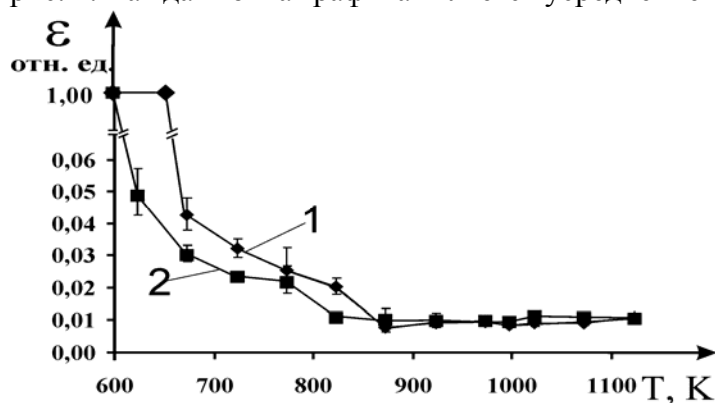


Рис. 1. Зависимость пластичности от температуры отжига: 1 – на керамической подложке; 2 – в стабилизирующих пластинах

Из рисунка видно, что ход зависимостей пластичности от температуры для двух методик отжига заметно отличается при температурах до $\sim 850 \text{ K}$, а при высоких практически совпадает в пределах погрешности измерений. Падение пластичности при отжиге в стабилизирующих пластинах начинается при температуре меньшей на $\sim 50 \text{ K}$, чем при отжиге на керамической подложке. Двухступенчатый характер снижения пластичности, более явно выражен при отжиге в стабили-

зирующих пластинах. Температура отжига, соответствующая максимальному охрупчиванию (минимальной пластичности), оказалась ниже на $\sim 50 \text{ K}$, чем при отжиге на керамической подложке, кроме того, разброс значений пластичности при каждой

температуре отжига в стабилизирующих пластинах значительно меньше. Проведенные исследования показывают, что отжиг в стабилизирующих пластинах позволяет более точно выдержать заданный режим отжига, как по температуре, так и по времени, и, как следствие, более точно оценивать термическую стабильность сплава.

Далее образцы подвергали изохронному отжигу в печи с разными временами выдержки от 1 до 20 минут в стабилизирующих пластинах. На рис. 2 представлены зависимости пластичности от температуры при разных временах отжига. На графиках можно выделить температуру $T = 780$ К – начало второй стадии падения пластичности. Как видно из рис. 2а, изменение пластичности до этой температуры практически не зависит от времени отжига, с учетом погрешностей, с увеличением температуры зависимости расходятся. Полученные зависимости характеризуют динамику падения пластичности на второй стадии. Видно, что при малых временах отжига (1–2 мин) имеет место некоторое увеличение температуры до начала второй стадии, что может быть связано с релаксацией закалочных напряжений, а не с превращениями. Зависимость при $t = 4$ мин практически совпадает с зависимостью на рис. 2б для 5 мин при $T > 780$ К. На рис. 2б до температуры $T = 780$ К зависимости характеризуют динамику процессов, ответственных за падение пластичности на первой стадии.

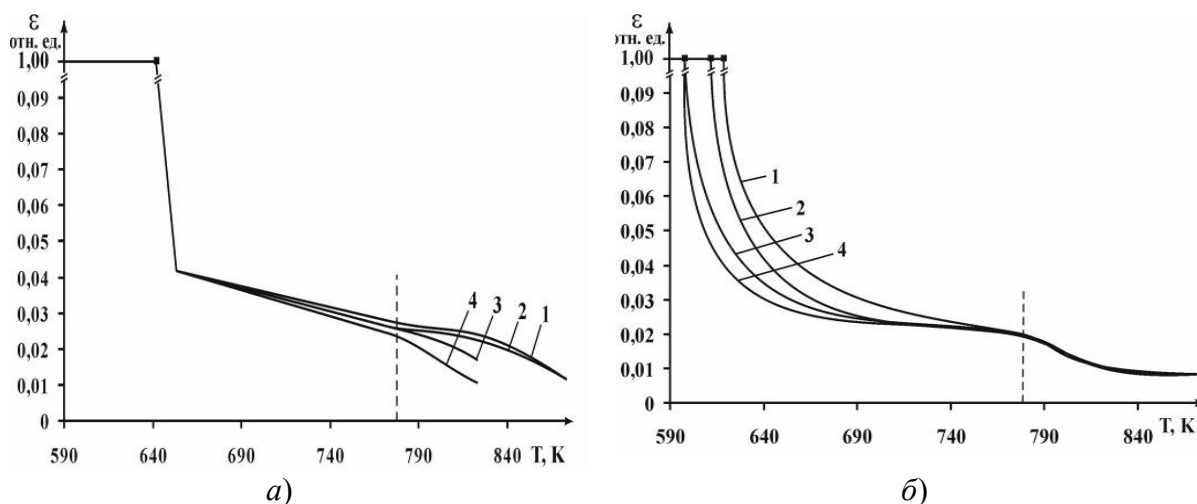


Рис. 2. Зависимость пластичности от температуры отжига: а) при выдержке 1 (1); 2 (2) 3 (3); 4 мин (4); б) при выдержке 5 (1); 10 (2); 15 (3); 20 мин (4)

Из рисунка видно, что с увеличением времени отжига падение пластичности начинается при всё более меньших температурах. Различие в зависимостях явно выражено при малых температурах. С увеличением температуры и времени выдержки зависимости практически совпадают в пределах погрешностей.

Критическая температура охрупчивающего отжига (первая стадия падения пластичности), значение которой соответствует снижению значения пластичности в два раза, с увеличением времени выдержки уменьшается (рис. 2б). Так например, при выдержке в 5 мин падение пластичности начинается при температуре ~ 623 К, в 20 мин – при температуре ~ 603 К, а при выдержке в 60 мин – при температуре ~ 593 К.

Проведенные исследования показывают, что при малых временах выдержки не изменяется первая стадия падения пластичности, а вторая стадия падения пластичности остается неизменной для больших времен отжига.

Полученные результаты хорошо согласуются с литературными данными изменения пластичности для отжига в вакууме, позволяют определить температурный интервал термической обработки промышленных сплавов, а также сделать вывод о том, что изменение пластичности имеет двухступенчатый характер для всех температурно-временных режимов отжига.

2) Установлено, что в результате воздействия сфокусированного импульсного лазерного излучения на области МС диаметром $d = 50\text{--}500$ мкм формируются локальные зоны облученного материала. При малой площади облучаемой поверхности и достаточной энергии излучения, образуется проплав приблизительно в центре зоны. Размеры зон проплава и отжига изменяются в зависимости от энергии воздействия импульса и площади облучаемой поверхности (рис. 3). Граница проплава представляет собой «короону», состоящую из наслоений выплавленного из центра зоны материала.

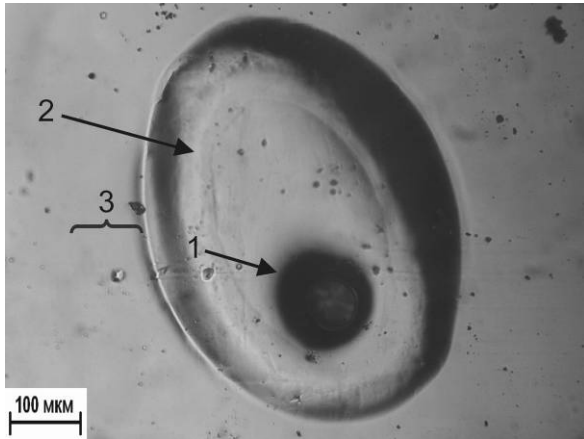
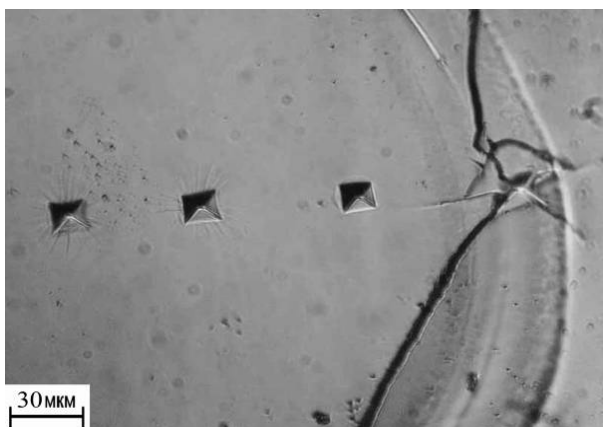


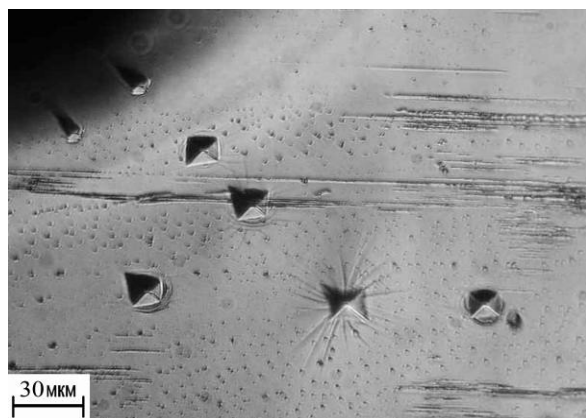
Рис. 3. Область поверхности МС, подвергнутая воздействию лазерного импульса: 1 – зона проплава, 2 – зона оплавления, 3 – зона термического влияния

При микроиндентировании зоны термического воздействия импульса лазера формируются характерные картины разрушения, анализируя которые можно выделить зоны, отвечающие различным физическим превращениям, происходящим в результате облучения. В случае облучения небольшими энергиями, т.е. без полного проплавления материала, в центре облученного участка сохраняется достаточная пластичность, отпечаток от индентора окружен многочисленными полосами деформации, ориентированными радиально от его сторон. По мере приближения к границе оплавления подобных отпечатков не наблюдается. В некоторых случаях на границе оплавления индентирование приводит к растрескиванию сплава (рис.4 а). Сопоставляя морфологию зон деформирования в участках воздействия лазерного излучения с морфологией зон деформирования отожженных в печи образцов, можно делать выводы о реальных температурах нагрева МС импульсом лазерного излучения.

Затем на расстоянии ~ 200 мкм от границы проплава вновь выделяется зона пластичности, появляются характерные отпечатки, окруженные радиальными полосами деформации (рис.4б).



а)



б)

Рис. 4. Характерные отпечатки от индентора в сплаве на основе Fe: а) в центре облученного участка без проплава; б) по мере удаления от границы оплавления

Исследованием микротвердости МС после воздействия лазерного излучения на гладкой и торцевой поверхностях установлены параметры и свойства зон оплавления и термического воздействия. HV максимальна вблизи границы оплавленного участка, постепенно уменьшается по мере удаления от нее и на некотором расстоянии принимает значения, характерные для необлученного сплава.

После воздействия лазерного облучения в аморфной матрице зарождаются области кристаллической фазы. При кристаллизации аморфного вещества, в ходе появления и «оптимального» распределения по объему аморфной матрицы МС мелко дисперсных кристаллических частиц, твердость растет. Кооперативные процессы начала установления дальнего порядка способствуют, в свою очередь, залечиванию пор, уменьшению избыточного свободного объема [9]. Предполагается, что кристаллизация внутри оплавленного участка приводит к образованию крупных зерен, возможному изменению химического состава из-за испарения некоторых составляющих сплава. Изменение микротвердости в этой зоне носит монотонный характер. Наибольший рост микротвердости наблюдается вблизи границы оплавления и связан, большей частью, с напряжениями, возникающими в результате образования зоны перехода от аморфной матрицы, содержащей мелкодисперсные включения, к участкам, содержащим кристаллическую фазу.

Вследствие действия сравнительно мощного и непродолжительного лазерного импульса, приводящего к локальному нагреву материала, отмечается изменение механических характеристик на границе зоны термического влияния [10]. Трещины зарождаются при индентировании только зоны термического воздействия или на ее границе. Вне термически обработанной зоны трещинообразования не наблюдали.

3) Одноосное статическое растяжение показало, что в результате растяжения и последующего разрушения МС в материале появляются полосы деформации, локально расположенные поперек к длине образца (рис. 5). Высказано предположение, что деформационный рельеф появляется на поверхности МС после разрушения (разгрузки образцов).

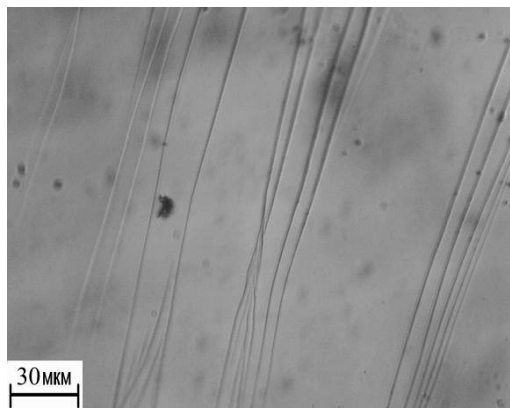


Рис. 5. Полосы деформации, полученные в результате растяжения МС: $T_{\text{отж}} = 473 \text{ K}$

Размер, число, ширина полос зависит температуры отжига. Полосы деформации, вероятно, являются в дальнейшем очагами зарождения микротрещин, ведущих к катастрофическому разрушению образцов. Наличие полос сдвига говорит о локализованном течении деформации, с ростом температуры число таких полос уменьшается (рис. 6), что является качественным подтверждением смены характера деформации: от локализованного гетерогенного – к однородному.

Используя одноосное растяжение, была определена зависимость предела текучести от температуры предварительного отжига (рис. 7).

Предел прочности слабо зависит от температуры в интервале 293–623 K, но при достиже-

нии $T_{\text{отж}} \approx 673 \text{ K}$ наблюдается резкое понижение прочности. В модели свободного объема деформация происходит путем атомного перемещения по механизму диффузии свободного объема. При увеличении $T_{\text{отж}}$ уменьшается свободный объем [9], и, как следствие, уменьшается число полос деформации (рис. 6). Таким образом, по мере роста температуры отжига исчезает один из каналов релаксации напряжений на концентраторах. В силу этого обстоятельства, критические напряжения (напряжения разрыва) на концентраторах достигаются при меньших значениях разрушающей нагрузки (предела прочности).

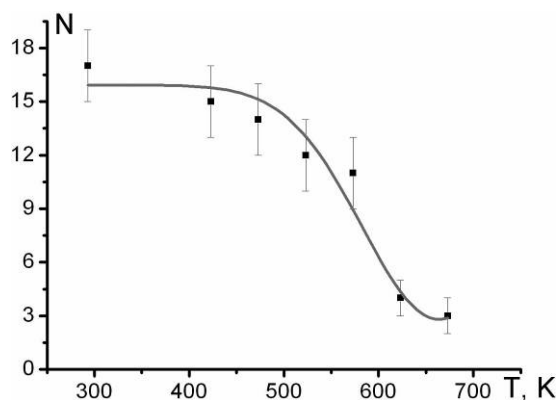


Рис. 6. Зависимость числа полос деформации от температуры предварительного отжига МС

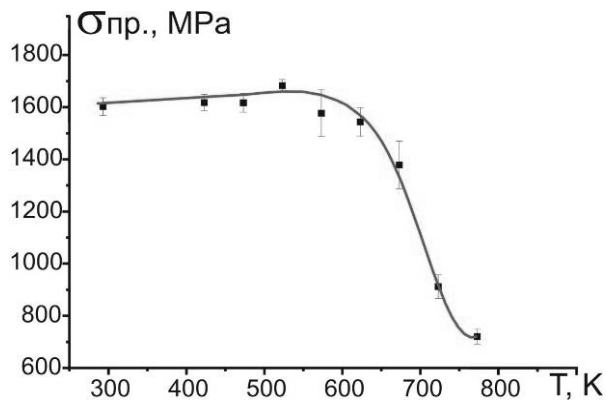


Рис. 7. Поведение предела прочности МС, подвергнутого термической обработке

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 05-01-00759 и № 06-01-96320p)

Список литературы

1. Ф. Е. Люборский. Аморфные металлические сплавы. Металлургия, М. (1987). С. 584.
2. Глезер А.М., Молотилов Б.В. Структура и механические свойства аморфных сплавов. М.: Металлургия, 1992. 208 с.
3. Глезер А.М., Пермякова И.Е., Федоров В.А.. Трещиностойкость и пластичность аморфных сплавов при микроиндентировании// Известия РАН Серия физическая, Академиздатцентр «Наука», Москва.-2006.-с.155.
4. Яковлев А. В., Федоров В. А., Барышев Г. А. Оптимизация режимов отжига металлических стекол// Сборник материалов XVII Петербургских чтений по проблемам прочности, посвященные 90 – летию со дня рождения профессора А.Н. Орлова, часть1, 10-12 апреля. Санкт-Петербург. – 2007.
5. Глезер А.М., Пермякова И.Е., Громов В.Е., Коваленко В.В.. Механическое поведение аморфных сплавов. – Новокузнецк: Издательство СибГИУ 2006 – 416 с.
6. Glezer A.M., Permyakova I.E., Feodorov V.A. Physical laws of mechanical behavior of metallic glasses at the viscous-brittle transition// Proceeding of SPAS, New Approaches to High-Tech: Nondestructive Testing and Computer Stimulations in Science and Engineering (NDTCS –2006), 5-8 July. Poland. Olstyn. Vol. 10, – 2006. – p.161-164.
7. Федоров В.А., Пермякова И. Е., Капустин А.Н. Методические аспекты измерения механических характеристик лент металлического стекла при микроиндентировании // Тез. докл. Четвертая международная научная конференция «Современные достижения физики и фундаментальное физическое образование» (5-7 октября 2005г., Алматы, Казахстан). – 2005. – С. 89.
8. Глезер А.М., Утевская О.Л. Разработка методики измерения механических свойств тонких ленточных материалов // Композиционные прецизионные материалы: Тематический отраслевой сборник (МЧМСССР) / Под. ред. Б.В. Молотилова – М.: Металлургия, 1983. – С. 78–82.
9. Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г., Амосова О.В. Пористость и механические свойства аморфных сплавов // Известия Академии наук. Серия физическая. – 2003. – т. 67. – № 6. – С. 818–822.
10. Бахарев М. С., Миркин Л. И., Шестериков С. А., Юмашева М. А. Структура и прочность материалов при лазерных воздействиях. М.: Изд-во Моск. ун-та. 1988. 224 с.

ВОЗДЕЙСТВИЯ МАЛЫХ ДОЗ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДВИЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ В ЦГК

Плужникова Т. Н., Кириллов Р. А., Федоров В. А.

Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина, Тамбов

feodorov@tsu.tmb.ru

Исследовано влияние электромагнитного излучения на движение дислокаций в ионных кристаллах. Предположено, что в основе наблюдаемых эффектов лежит взаимодействие дислокаций с низкоэнергетическими экситонами.

Введение

Воздействие ультрафиолетового (УФ) излучения на вещество сопровождается различными эффектами: упрочнением металлов [1], характерной окраской ЦГК [2] после совместного воздействия УФ излучения и ударной волны [3], гашением магнито-пластического эффекта [4] и т.д. Известно, что большие дозы рентгеновского излучения ведут к образованию радиационных дефектов и способствуют упрочнению материала [5]. Влияние малых доз рентгеновского излучения на вещество практически не исследовано. До настоящего времени работы по взаимодействию с веществом малых доз ионизирующего излучения ультрафиолетового и рентгеновского диапазонов длин волн не потеряли своей актуальности, как в научном плане, так и в прикладных направлениях.

Цель работы: изучить влияние малых доз рентгеновского и УФ излучения на движение дислокаций в ЦГК.

Методика эксперимента

Исследования проводили на оптически прозрачных монокристаллических образцах LiF размером $2 \times 5 \times 15$ мм с количественным содержанием примесей 10^{-2} – 10^{-3} вес %.

Дислокации в образцы вводили при помощи индентирования на микротвердомере ПМТ-3. Для выявления дислокационной структуры использовали метод химического травления.

В первой серии опытов образцы с введенными дислокациями и выявленной дислокационной структурой подвергались воздействию внешней механической нагрузки, составляющей 0,3–0,9 МПа. После второго травления в полосах скольжения, содержащих краевые и винтовые дислокации, выявлялись остроконечные ямки (рис. 1).

Во второй серии опытов, при тех же нагрузках образцы подвергались воздействию малых доз рентгеновского или УФ излучения. Для облучения монокристаллов рентгеновскими лучами использовалась установка ДРОН-0,5 с железным анодом (длина волны $\lambda = 1,93 \text{ \AA}$). Время облучения кристаллов варьировалось от 1 до 10 минут (напряжение на трубке 35 кВ, ток $8 \div 10$ мА). Поглощенная доза варьировалась от $0,18 \cdot 10^{-5}$ до $1,8 \cdot 10^{-5}$ Дж/кг. Для облучения монокристаллических образцов УФ лучами была использована ртутно-кварцевая лампа ПРК-2. Поглощенная доза варьировалась от 0 до 402 Дж/кг. Облучали кристаллы со стороны поверхности, подвергнутой воздействию индентора.

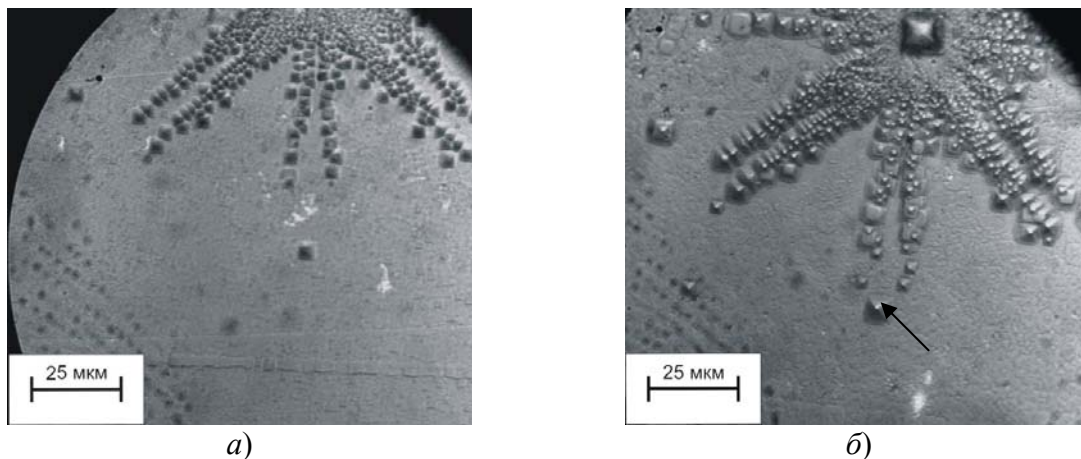


Рис. 1. Движение дислокаций при механической нагрузке 450 г.: а) контрольный кристалл, б) кристалл после нагружения (стрелками показаны остроконечные ямки травления).

Движение дислокаций под действием механической нагрузки. Предварительно были проведены эксперименты по воздействию на образцы (с введенными дислокациями и выявленной дислокационной структурой) механической нагрузки. Длина пробега краевых и винтовых дислокаций варьировалась от 4,5 до 5,5 мкм. Далее образцы, при прочих равных условиях, подвергали дополнительному воздействию рентгеновского или УФ излучений.

Движение дислокаций при комплексном воздействии механической нагрузки и малых доз рентгеновского излучения. Экспериментально установлено, что при комплексном воздействии механической нагрузки и малых доз рентгеновского излучения ($9,8 \cdot 10^{-4}$ рад), также происходят заметные изменения дислокационной структуры в лучах розеток. Длина пробега винтовых дислокаций изменяется от 5,5 до 10 мкм, в зависимости от нагрузки (рис. 2). На рис.3 приведено изменение длин дислокационных лучей, содержащих краевые дислокации.

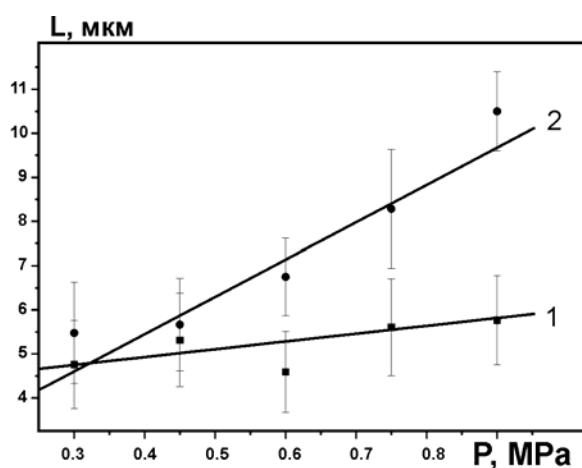


Рис. 2. Зависимость изменения длины пробега винтовых дислокаций от механической нагрузки (1) и комплексного воздействия механической нагрузки и малых доз рентгеновского излучения $9,8 \cdot 10^{-4}$ рад (2).

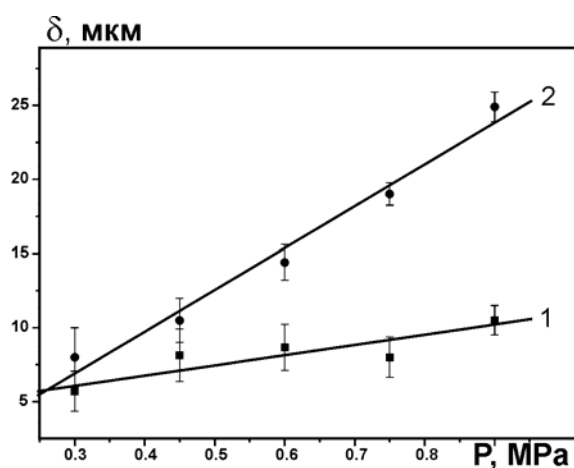


Рис. 3. Зависимость изменения длины дислокационных лучей, содержащих краевые дислокации от механической нагрузки (1) и комплексного воздействия механической нагрузки и малых доз рентгеновского излучения (2).

Движение дислокаций при комплексном воздействии механической нагрузки и УФ излучения. Во второй серии экспериментов проверялось движение дислокаций при одновременном воздействии механической нагрузки и малых доз УФ излучений. Установлено, что при комплексном воздействии механической нагрузки и УФ излучении длина пробега краевых дислокаций, в среднем, составляла 4,3–6,3 мкм, а для винтовых 3,5–5,2 мкм (рис.4.).

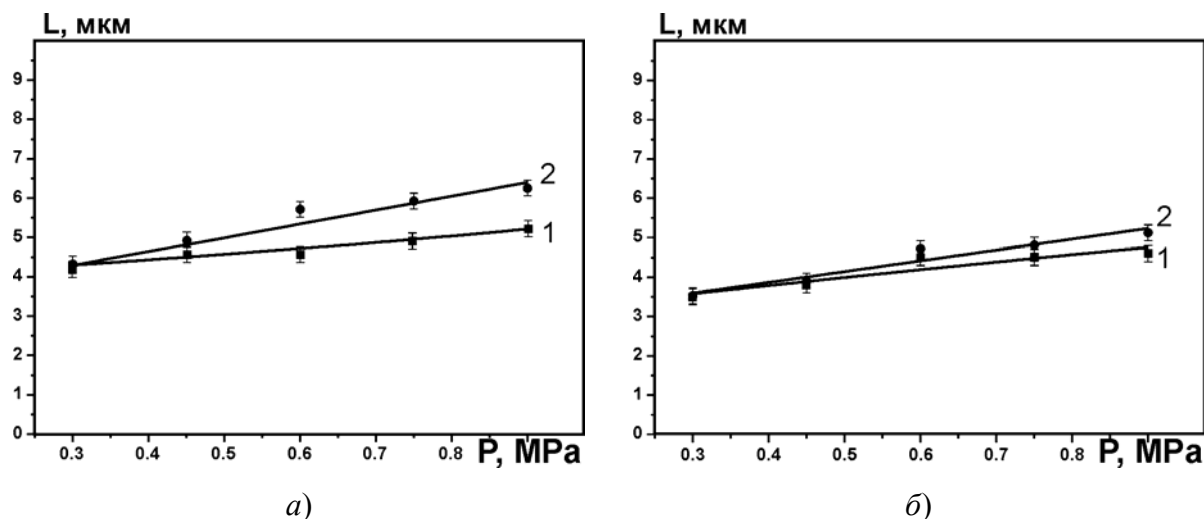


Рис. 4. Зависимости длины пробега краевых (а) и винтовых (б) дислокаций от механической нагрузки (1) и комплексного воздействия механической нагрузки и УФ излучения (2).

На рис.5 приведены зависимости изменения длин дислокационных лучей, содержащих винтовые и краевые дислокации от механической нагрузки (зависимость 1) и комплексного воздействия механической нагрузки и ультрафиолетового излучения (зависимость 2).

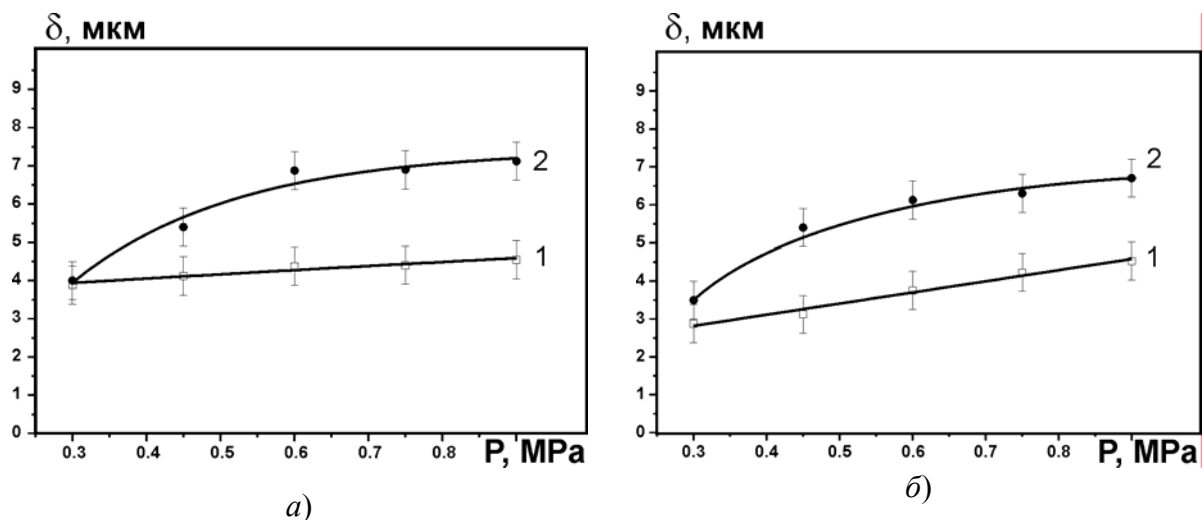


Рис. 5. Зависимость изменения длины дислокационных лучей, содержащих краевые (а) и винтовые (б) дислокации от механической нагрузки (1) и комплексного воздействия механической нагрузки и ультрафиолетового излучения (2).

Из полученных данных можно сделать вывод, что рентгеновское излучение оказывает большее влияние на движение дислокаций, чем УФ излучение. Увеличение длин пробега дислокаций при рентгеновском излучении происходит ~90%. Изменение длин пробега дислокаций при УФ излучении достигает ~80%.

Обсуждение результатов

В основу наблюдаемых эффектов может быть положен механизм взаимодействия дислокации в ионных кристаллах с низкоэнергетическими экситонами [6]. Последние образуются при облучении ионных кристаллов УФ и рентгеновскими лучами. Взаимодействие экситона с заряженной ступенькой на дислокации сопровождается смещением ее на одно межатомное расстояние. Это взаимодействие вызывает увеличение винтовых составляющих дислокации, остановленной каким-либо стопором. Аннигиляция винтовых отрезков сопровождается отрывом дислокации от стопора. Таким образом, дислокационно-экситонное взаимодействие может способствовать преодолению дислокацией стопора и обеспечивать ее более легкое движение. При дислокационно-экситонном взаимодействии образуются F- центры, распад которых сопровождается люминесценцией. В наших экспериментах наблюдалась люминесценция щелочногалогидных кристаллов при воздействии УФ излучения и исландского шпата при рентгеновском излучении, что косвенно подтверждает действие предложенного механизма.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (05-01-00759).

Список литературы

1. Федоров А.И. Упрочнение металлов под воздействием УФ-излучения // Письма в ЖТФ. 1998. – Т. 24. – № 23. – С. 14-18.
2. Абрамишвили М.Г., Ахвледиани З.Г. Образование стабилизированных F2 –центров в окрашенных кристаллах LiF под действием внешних полей // ФТТ. – 1998. – Т.40. – №11. – С. 2044 - 2050.
3. Абрамишвили М.Г., Ахвледиани З.Г. Калабегишвили Т.Л., Квачадзе В.Г., Саралидзе З.К. Релаксационные процессы в окрашенных кристаллах LiF после совместного воздействия УФ излучения и ударной волны // ФТТ. – 2000. – Т.42. – №10. – С.1794 - 1799.
4. Головин Ю.И., Моргунов Р.Б., Бадылевич М.В., Шмурак С.З. Оптическое гашение магнитопластического эффекта в кристаллах NaCl // ФТТ. – 1997. – Т.39. – № 8. – С.1389 - 1391.
5. Гектин А.В. Роль радиационных точечных и линейных дефектов в механическом упрочнении кристаллов типа NaCl. // ФТТ. – 1985. – Т. 27. – №. 11. – С. 3254 - 3256.
6. Ван - Бюрен. Дефекты в кристаллах. М.: Изд. иностранной литературы, 1962. – 384 с.
7. Feodorov V.A., Plushnikova T.N., Tjalin Yu.I., Chivanov A.V., Chemerkina M.V. Kirillov R.A. Mechanism of healing microcracks in alkali-halide crystals // Proceeding of SPIE. St. Petersburg, Russia. 6-12 June. – 2005. – Vol. 6253. – P. 62530K1-62530K4.

УДК 669.14; 539.241

ВЛИЯНИЕ ТЕКСТУРЫ НА ХРУПКУЮ ПРОЧНОСТЬ ДЕФОРМИРОВАННОГО МЕТАЛЛА

Котречко С. А., Кучер А. В.

*Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины,
Киев, Украина*

Различные технологические операции (такие как прокатка, волочение, осадка и т.д.) на стадии изготовления приводят к возникновению анизотропии пластических и прочностных свойств материала. Основной причиной этого явления считают кристаллографическую текстуру, образовавшуюся в процессе предварительной пластической

деформации. Достаточно хорошо изучено влияние текстуры на пластические свойства предварительно деформированного материала [1]. В работе [2] установлено, что кристаллографическая текстура прокатки является одной из главных причин анизотропии ударной вязкости. Больше всего на сегодняшний день изучена текстура, возникающая при прокате стальных труб. В работе [3] экспериментально установлено снижение пределов текучести и прочности при изменении направления нагружения от продольного к поперечному (относительно направления прокатки), основной причиной этого полагают образовавшуюся текстуру (ее деформационную стабильность), однако дают лишь качественную оценку этого эффекта. Становится интересным, присущ ли этот эффект только текстуре прокатки, или он характерен для всех типов текстур? В связи с чем возникает вопрос, каков же механизм влияния кристаллографической текстуры на хрупкую прочность, и можно ли использовать это влияние для улучшения свойств сталей и конструкционных сплавов?

Цель данной работы: в рамках модели изложенной в [4] оценить влияние кристаллографической текстуры осадки и волочения на хрупкую прочность предварительно деформированной стали.

Влияние предварительной деформации осадкой на напряжение хрупкого разрушения в продольном и поперечном направлении приведено на рис.1. (подробно методика эксперимента и результаты приведены в работе [4]). Также на рис. 1 приведено изменение величины хрупкой прочности стали 10Г в продольном направлении от величины предварительной деформации растяжением.

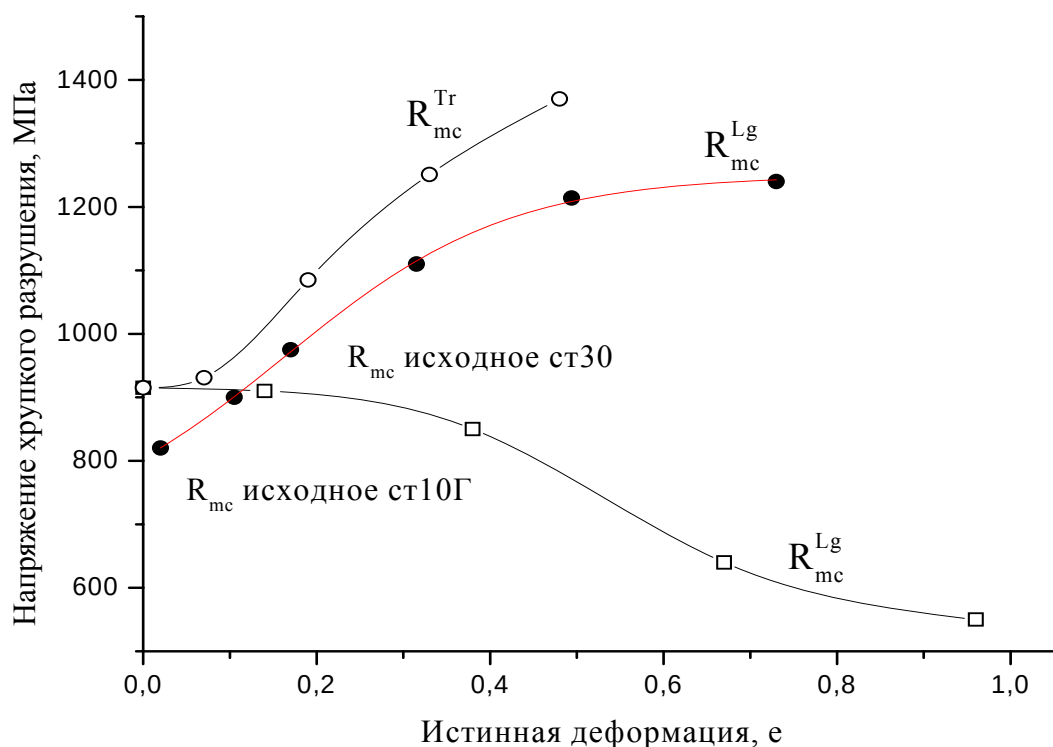


Рис. 1. Влияние предварительной деформации на напряжение хрупкого разрушения в продольном и поперечном направлениях для стали 30 после осадки, а также для продольного направления для стали 10Г после предварительного растяжения

Как видно из приведенных графиков, предварительная деформация того же знака, что и последующая, вызывает рост хрупкой прочности R_{MC} , в то время как деформация противоположного знака приводит к падению напряжения хрупкого разрушения.

Как было показано в работах [4,5], влияние предварительной пластической деформации на хрупкую прочность может быть записано следующим образом. Продольное направление:

$$\frac{R_{MC}^{L_g}}{R_{MC}} = \left(\frac{l_{1n0}}{l_{1n}^{L_g}} \right)^2 - \frac{1}{R_{MC}} \left\{ \xi_{11}^R + \xi_{22}^R \left[\left(\frac{1}{\ell_{1n}^{L_g}} \right)^2 - 1 \right] \right\}, \quad (1)$$

Поперечное направление:

$$\frac{R_{MC}^{T_n}}{R_{MC}} = \left(\frac{l_{1n0}}{l_{2n}^{T_n}} \right)^2 - \frac{1}{R_{MC}} \left\{ \xi_{22}^R + \xi_{11}^R \left[\left(\frac{1}{\ell_{2n}^{T_n}} \right)^2 - 1 \right] \right\}, \quad (2)$$

где R_{MC} – напряжение хрупкого разрушения исходного, недеформированного материала, $R_{MC}^{L_g}$ и $R_{MC}^{T_n}$ – напряжение хрупкого разрушения в продольном и поперечном направлениях; ξ_{11}^R и ξ_{22}^R – значения ориентированных напряжений в продольном и поперечном направлениях; l_{1nL} и l_{2nL} , l_{1nT} и l_{2nT} – косинусы угла между направлением действия σ_{11} и нормалью к плоскости ЗТ, а также между направлением σ_{22} и нормалью, соответственно, для продольных «L» и поперечных «T» образцов; l_{1n0} – косинус минимального угла α_0 , при котором в недеформированном материале может зародиться трещина. Согласно (1, 2), изменение предельной прочности после предварительной деформации обусловлено двумя факторами, а именно: параметрами образовавшейся кристаллографической текстуры и величиной остаточных напряжений. При этом необходимо отметить, что степень влияния остаточных напряжений определяется не только их величиной и знаком, но и зависит от типа текстуры (множитель $1/\ell_{1n}^2$).

Для оценки влияния текстуры на анизотропию хрупкой прочности нам необходимо для начала определиться с плоскостью образования зародышевой трещины.

На сегодняшний день существует различные модели образования ЗТ, которые предполагают два варианта раскрытия ЗТ: перпендикулярно к плоскости залегания дислокационного скопления [6] и в плоскости самого скопления [7]. Причем основным фактором, определяющим смену моды раскрытия зародышевой трещины, является число дислокаций в скоплении (уменьшение мощности скопления способствует раскрытию трещины в плоскости скольжения). В поликристалле мощность дислокационного скопления может изменяться от зерна к зерну и зависит от величины предшествующей разрушению пластической деформации. Это означает, что в поликристаллах с кубической решеткой зародышевые трещины могут образовываться как по первому, так и по второму механизму, однако разрушение должны инициировать те трещины, которые раскрываются в плоскости скольжения, поскольку они должны иметь большую длину. Зная плоскость образования зародышевой трещины, а также тип кристаллографической текстуры, мы можем определить все направляющие косинусы.

Также у нас фигурирует понятие минимального угла раскрытия зародышевой трещины в недеформированном материале. Его величина определяется конкуренцией двух факторов. Для потери устойчивости ЗТ необходима наиболее благоприятная ориентация по отношению к нормальным напряжениям ($\ell_{1n}^0 \rightarrow 1$), а для образования ЗТ необходимо, чтобы на этой плоскости действовали касательные напряжения, т.е. значе-

ние l_{n0} должно быть меньше единицы. Конкретное значение l_{n0} можно оценить из данных по величине падения напряжения хрупкого разрушения при переходе от одноосного к двухосному растяжению, поскольку величина этого падения возрастает с уменьшением l_{n0} , т.е. увеличением угла между нормалью к плоскости трещины и направлением действия σ_{11} . Согласно экспериментальным данным [8], отношение напряжения хрупкого разрушения при двухосном равномерном растяжении к соответствующему значению при одноосном растяжении, составляет 0,8–0,9. Т.е. минимальный угол между направлением действия приложенной силы и нормалью к плоскости, в которой может зародиться трещина, составляет $\approx 20^\circ$.

Как отмечалось выше, физический смысл влияния кристаллографической текстуры на величину напряжения хрупкого разрушения заключается в том, что она влияет на ориентацию ЗТ, т.е. изменяя величину угла между растягивающим напряжением и плоскостью зарождения трещины, мы влияем на критическое напряжение потери устойчивости ЗТ [9]. Однако необходимо учитывать еще два фактора: первый заключается в том, что кристаллографическая текстура всегда имеет рассеяние; второй связан с тем, что при хрупком разрушении выполняется «принцип слабого звена». Это означает, что из всех образующихся зародышевых трещин потеряет устойчивость наиболее благоприятно ориентированная ЗТ, т.е.

такая ЗТ, ориентация которой обеспечивает максимальное значение напряжений, действующих по нормали к ее плоскости. Это приводит к тому, что влияние текстуры на величину напряжения хрупкого разрушения начинает проявляться только при достижении определенных критических значений угла рассеяния, которые соответствуют достаточно острым текстурам [9].

Как показано на рис. 2, кристаллографическая текстура будет оказывать влияние на минимальное напряжение хрупкого разрушения при условии, что угол рассеяния текстуры θ (размытия текстурной компоненты)* будет меньше критического значения θ_c , определяемого из условия:

$$\theta_c = \alpha_i - \alpha_0 \quad (3)$$

где α_i – угол между осью текстуры и плоскостью ЗТ при идеальной текстуре. Для текстуры осадки: $\theta_c^{Lg} = 15,3$, $\theta_c^{Tr} = 34,7$; для текстуры волокна: $\theta_c^{Lg} = 40$, $\theta_c^{Tr} = 10$.

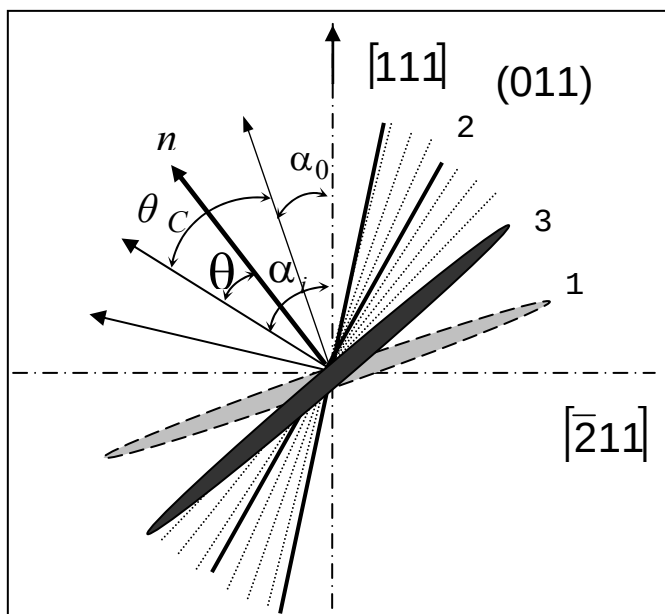


Рис. 2. Схема образования зародышевой трещины для текстуры осадки (текстура волокна: продольное направление (110), поперечное направление ($\bar{1}12$)): 1 – плоскость раскрытия ЗТ в недеформированном материале, 2 – положение плоскости ЗТ, которое соответствует идеальной текстуре (без рассеивания), 3 – плоскость, в которой образуется ЗТ по принципу слабого звена.

* Рассеяние текстуры приводит к рассеиванию ориентации кристаллографической плоскости раскрытия зародышевой трещины, поэтому эффекты рассеяния удобно анализировать в изменении угла между нормалью к плоскости трещины и идеальным (не рассеянным) направлением текстурной компоненты.

Учитывая «принцип слабого звена», при моделировании хрупкого разрушения значение угла размытия текстурной компоненты θ может быть определено следующим образом:

$$\theta = 3\sqrt{D}, \quad (4)$$

где D – дисперсия углов рассеяния текстуры. При описании рассеяния текстуры нормальным законом, значение D можно выразить через определяемую экспериментально полуширину определения β :

$$D = 0,397\beta^2. \quad (5)$$

Зависимость угла размытия текстурной компоненты θ от величины деформации волочением технически чистого железа показана на рис. 3. На этом же рисунке нанесен минимальный угол размытия текстуры, значение которого даже в случае предельно больших деформаций больше нуля и составляет порядка $10^0 - 12^0$.

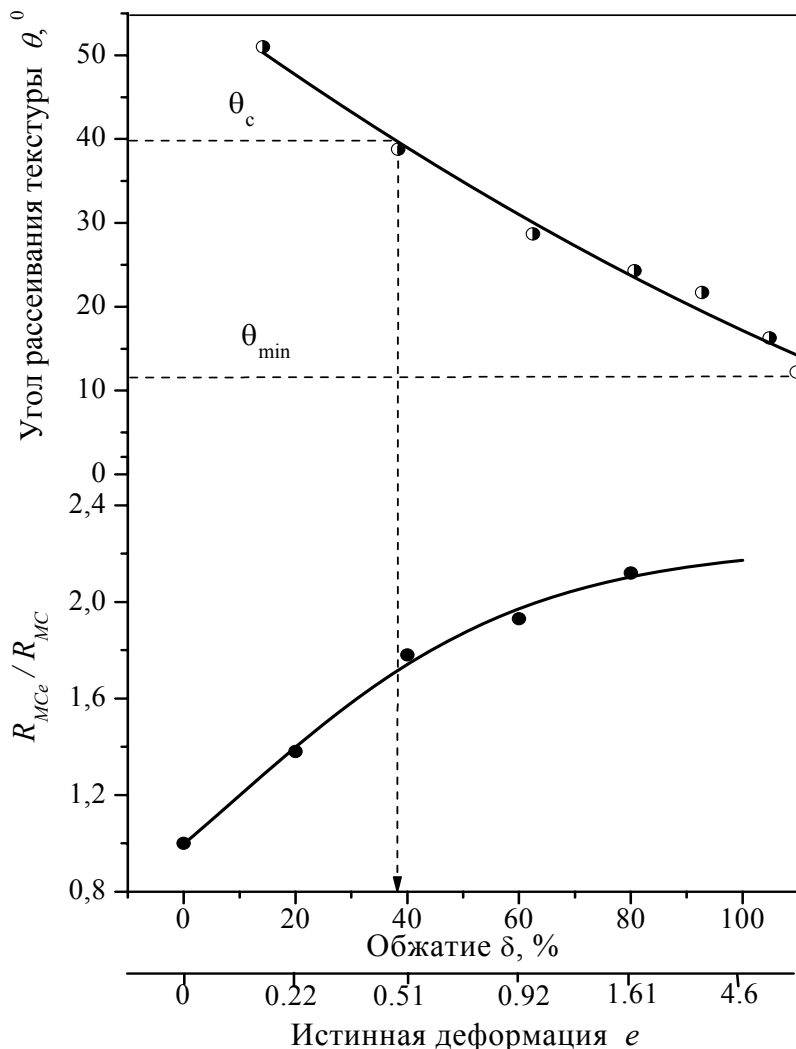


Рис.3. Зависимость угла рассеяния аксиальной текстуры θ и прироста предельной прочности R_{MCe}/R_{MC} технически чистого железа от величины обжатия δ при волочении.

критическому значению угла θ_c , начиная с которого проявляется влияние текстуры на напряжение хрупкого разрушения. Оценить влияние текстуры в двух других случаях

Зная величину критических углов θ_c для осадки и волочения, можно сделать вывод, что даже при очень большой степени предварительной деформации, которой соответствует угол размытия текстурной компоненты $10^0 - 12^0$, текстура не будет оказывать влияния на напряжения хрупкого разрушения в поперечном направлении предварительно проволоченного материала, т.к. в данном случае, исходя из принципа слабого звена, трещина всегда будет образовываться в плоскости, расположенной по углом $\alpha_0 \approx 20^0$. Аналогичный эффект мы наблюдаем для предварительно осажженного материала в продольном направлении. Минимальный угол размытия текстурной компоненты практически равен

можно при помощи зависимостей, приведенных на рис. 3. Из приведенных выше значений критического угла размытия текстурной компоненты видно, что в случае текстуры волочения на хрупкую прочность в продольном направлении текстура начнет влиять лишь при деформации больше 40%, что соответствует $\theta_c^{lg} < 40$. Схожую картину мы наблюдаем для текстуры осадки в поперечном направлении. Из всего вышеприведенного можно сделать вывод, что, зная тип текстуры, а также величину предварительной пластической деформации (либо угол размытия текстурной компоненты), можно оценить вклад текстуры в изменение напряжения хрупкого разрушения после предварительной деформации для любого направления приложения нагрузки.

Выводы

1. Влияние кристаллографической текстуры на предельную прочность металла связано с изменением напряжения потери устойчивости зародышевых трещин в результате изменения в текстурированном материале ориентации кристаллографических плоскостей, в которых они раскрываются, относительно направления действующих растягивающих напряжений.
2. Специфика влияния кристаллографической текстуры на предельную прочность материала заключается в существовании критических значений угла размытия текстурной компоненты, начиная с которых наблюдается изменение *. Величина критического угла размытия текстурной компоненты определяется типом кристаллографической текстуры и направлением приложенной нагрузки.

Список литературы

1. Р. А. Адамеску, П. В. Гельд, Е. А. Митюшов. Анизотропия физических свойств металлов. Москва: Металлургия: 1985.
2. В. В. Усов, В. С. Гиренко, М. Д. Рабкина, Л. В. Бернадский, Н. М. Шкатуляк. Влияние кристаллографической текстуры на анизотропию характеристик разрушения низколегированной стали контролируемой прокатки. ФХММ, 2, 1993г., с.47-52.
3. С. Б. Нижник. О влиянии структуры и текстуры на формирование анизотропии прочностных свойств при прокатке стальных труб. Проблемы прочности, 1997, №1, с.121-132.
4. С. А. Котречко, А. В. Кучер, Г. С. Меттус и др. Анізотропія опору мікросколу сталі після осадки. Металлофізика і новітні технології, 28, 2006, с.217-224.
5. С. А. Котречко, А. В. Кучер, Ю. А. Полушкин, Г. С. Меттус, Н. Н. Стеценко. Явление анизотропии сопротивления микросколу R_{MC} углеродистой стали после осадки. проблемы прочности, 2007г, в печати.
6. В.И. Владимиров, Ш.Х. Ханнанов. Взаимодействие дислокационного скопления с дислокационной трещиной. , ФТТ, 1969, т.6, с.1667-1673.
7. О.И. Владимиров, Ш.Х. Ханнанов. Распределение дислокаций в заторможенной полосе скольжений. ФММ, 1970, 30: с.281.
8. Механические свойства конструкционных материалов при сложном напряженном состоянии /А.А. Лебедев, Б.И.Ковальчук, Ф.Ф. Гигиняк, В.П. Ломашевский: Справочник. – Киев: Наук. Думка, 1976. – 18. – С. 195-200.
9. Котречко С.А., Днепренко В.Н. Физическая природа анизотропии хрупкой прочности поликристаллических металлов и сплавов. Металлофізика і новітні технології 2002, т.24, №7, с.909-925.

ДОСТИЖЕНИЕ ВЫСОКОПРОЧНОГО СОСТОЯНИЯ МЕТАЛЛА МАЛЫМИ ПЛАСТИЧЕСКИМИ ДЕФОРМАЦИЯМИ

Хаймович П. А.

*Национальный научный центр “Харьковский физико-технический институт”,
Харьков, Украина
pavel.41@bk.ru*

В настоящее время достигнуты серьезные успехи в диспергировании структуры, а соответственно, и улучшении физико-механических характеристик монолитных металлических материалов с использованием новых методов интенсивной пластической деформации (ИПД) – равноканально-углового прессования, кручения под давлением, винтовой гидроэкструзии [1–3]. Следует отметить, что получение структуры высокой дисперсности в предыдущие годы удавалось достичь и традиционными видами пластического деформирования – прокаткой, волочением, осуществляя их при криогенных температурах, при которых подавлены процессы динамического возврата [4]. Но как ранее, так и теперь, успех достигается лишь при больших степенях деформации материала. При низкотемпературной прокатке и волочении требовалось достижение величин деформации $\epsilon = 1,2\text{--}1,5$; для упомянутых выше современных методов ИПД эта величина составляет 4 и более [5].

Тормозом для развития современных методов ИПД является то, что, с одной стороны, дальнейшее повышение степени деформации (до 8–12 и более) перестает положительно сказываться на свойствах металла, а с другой – большое внимание приходится уделять преодолению сил трения, которые при этой геометрии деформирования очень существенны.

В то же время многообещающим оказалось совмещение технологических выгод, которые имеет такой вид деформирования как гидроэкструзия (выдавливание металла через матрицу жидкостью), с преимуществами, проявляющимися при деформировании металла в условиях криогенных температур (т.е. подавления процессов динамического возврата). Осуществить такой вид экструдирования удалось, благодаря применению в качестве передающей давление среды не жидкости, а твердого тела, пластичность которого при температуре деформирования много выше пластичности деформируемого объекта [6]. Так как все это происходит в условиях криогенных температур, в связи с чем и средой является не жидкость, а высокопластичное при данной температуре твердое тело, то и говорить приходится не о гидростатическом, а о квазигидростатическом давлении. Такой вид деформирования – низкотемпературная квазигидроэкструзия – за счет диспергирования структуры обрабатываемого материала, обеспечил высокие уровни упрочнения металлов и сплавов, не достижимые в случае деформирования при комнатной или повышенных температурах, при относительно невысоких степенях деформации: $\epsilon = 0,5\text{--}1,0$. Причем склонности к хрупкому разрушению при испытаниях на растяжение этих упрочненных материалов не наблюдается [7].

Возможности описанного выше метода оказались ограничены тем, что осуществить с его помощью деформирование малопластичных металлов и сплавов зачастую не удастся: деформируемые объекты растрескиваются при выходе из матрицы. Решением проблемы оказалось осуществление такой схемы деформирования, когда металл под воздействием сжимающей его среды вынуждается пропрессовываться через матрицу в объем, где также находится среда в условиях высокого квазигидростатического давления [8]. Т.е. проталкивание металла через матрицу определяется разностью квазигидростатических давлений в рабочем и приемном каналах. Фактически схему деформирования, которая при обычных температурах называется гидроэкструзией с противодавле-

нием, удалось реализовать при криогенных температурах. В итоге, действительно оказалось возможным пластически деформировать при этих температурах материалы, которые никаким другим образом при низких температурах продеформировать не удавалось, причем без нарушений сплошности и с достижением существенного упрочнения.

Неожиданным результатом оказалось, что такая схема деформирования очень эффективно проявляет себя и в случае экструдирования достаточно пластичных материалов, позволяя получить очень высокие уровни упрочнения металла при небольших пластических деформациях. Так, например, в случае обработки при 77 К нержавеющей стали X18H10T при деформациях, при которых исходный диаметр заготовки уменьшался всего на 5–6% ($\epsilon \sim 0,1$), предел текучести стали возрастал с 220 до 1800–2000 МПа, происходил практически полный переход исходного аустенита в высокодисперсный мартенсит, состаривание которого позволяло довести предел текучести металла до 2400–2600 МПа.

Изложенное выше позволяет сделать, по крайней мере, два вывода: с одной стороны, показан путь, при котором для достижения высокой дисперсности структуры при соответствующем росте механических свойств нет необходимости задаваться целью деформировать материал на все большие степени. С другой – условия деформирования металла, при которых на него действуют силы всестороннего сжатия большой величины, а сам он находится при низких (криогенных) температурах, требуют глубокого изучения, потому что они могут принести новые эффекты, о которых мы сейчас и не подозреваем.

Список литературы

1. Segal V.M.. Materials Science and Engineering, **A386**, (2004), 269-276.
2. Valiev R.Z., Korznikov A.V., Mulyukov R.R. // Mater. Sci. Eng. 1993. v. A186. P.141
3. Бейгельзимер Я.Е., Решетов А.В., Сынков С.Г. ФТВД **16**, №3, 108(2006).
4. Гиндин И.А., Стародубов Я.Д., Аксенов В.К.. Металлофизика, **2**, №2, 49 (1980).
5. Валиев Р.З., Александров И.В. Наноструктурные материалы, полученные интенсивной пластической деформацией. – М.: Логос, 2000, 272 с.
6. Стародубов Я.Д., Хаймович П.А. Проблемы прочности, **10**, 116 (1975).
7. Хаймович П.А.. ВАНТ, сер. «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение», 2006, №4, с.28-34.
8. Хаймович П.А. Патент Украины №75155, 2006.

ИЗМЕНЕНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПРИ ЛЕГИРОВАНИИ Fe–Co СПЛАВОВ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

**Ширинов Т. М., Глазырина М. И. *, Глезер А. М.*, Молотиллов Б. В.*,
Громов В. Е., Коновалов С. В.**

*Сибирский государственный индустриальный университет, Новокузнецк,
gromov@physics.sibsiu.ru*

**Институт металлофизики и функциональных материалов им. Г.В. Курдюмова
ЦНИИЧермета им И.П. Бардина, Москва, glezer@imph.msk.ru*

Отличительной чертой практически всех упорядоченных сплавов является их крайне низкая пластичность. Наиболее объективной оценкой склонности металлов и сплавов с о.ц.к. решеткой к пластическому течению служит величина температурного

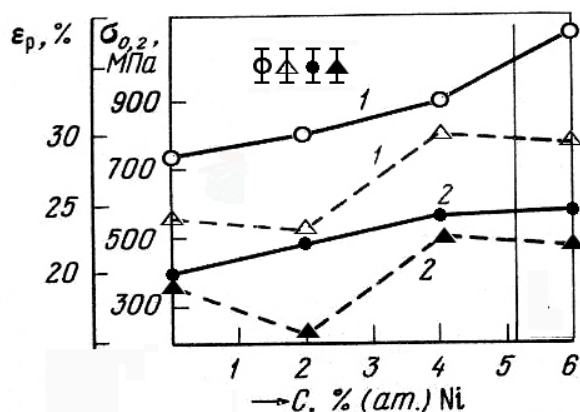
порога хладноломкости (вязко-хрупкого перехода) $T_{\text{хр}}$, определяющая температурный интервал пластичности сплавов. Очевидно, более высокое значение $T_{\text{хр}}$ соответствует более хрупкому сплаву и наоборот, более низкое – более пластичному [1]. Широкое использование Fe–Co сплавов, обладающих комплексом высоких магнитных свойств, в машино- и приборостроении предъявляет требование высокой прочности в сочетании с большой пластичностью. Без заметного ухудшения магнитных свойств этого можно достичь легированием небольшими количествами V, Cr и других элементов [1]. Повышенную склонность к хрупкому разрушения железокобальтовых сплавов связывают, как правило, с протеканием в них процессов атомного упорядочения по типу B2, а улучшение пластичности при легировании – замедлением упорядочения.

В данной работе исследовано влияние легирующих добавок ванадия, хрома, никеля и марганца на предел текучести и пластичность эквиатомного сплава FeCo при температуре жидкого азота (77 K).

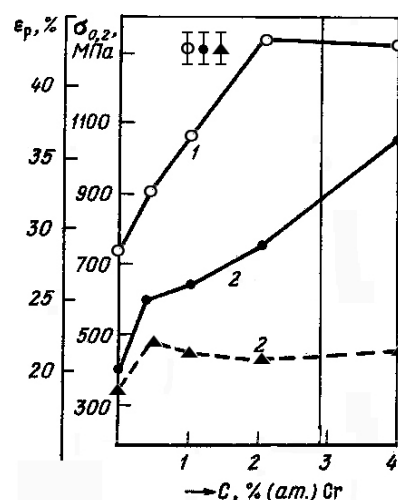
Легирование третьим элементом в пределах до 6 % (ат.) (Mn и Ni) и до 4 (% ат.) (V и Cr) проводили таким образом, чтобы сохранить эквиатомное соотношение атомов Fe и Co. Сплавы выплавляли в дуговой вакуумной печи "Бальцерс", слитки проковывали в прутки диаметром 8 мм, из которых изготавливали цилиндрические образцы диаметром 5 мм и длиной 10 мм для механических испытаний. Образцы подвергали термической обработке, способствующей полному протеканию в них процессов атомного упорядочения по типу B2 (длительный отжиг в интервале температур 850–500°C) и термической обработке, подавляющей атомное упорядочение (закалка в воду от 1000 °C). Режим термообработки выбран на основании работы [1]. Механически испытания образцов проводили на машине "Инстрон" сжатием при скорости деформации 10^{-4} с^{-1} . Перед испытаниями образцы электролитически полировали в растворе хромового ангидрида в ортофосфорной кислоте.

Изменение механических свойств сплава FeCo при легировании его никелем показано на рис. 1а, ванадием – на рис. 1б, хромом – на рис. 1в и марганцем – на рис. 1г. В качестве параметра прочности была использована величина условного предела текучести $\sigma_{0,2}$, а в качестве параметра пластичности – степень пластической деформации до разрушения ε_r . Как видно из представленных зависимостей, величина $\sigma_{0,2}$ для закаленного состояния выше, чем для отожженного вне зависимости от природы легирующего элемента. Это различие более ощутимо при легировании сплавов ванадием, хромом и марганцем. Введение никеля также повышает $\sigma_{0,2}$, однако менее существенно. На рис. 1а-г вертикальной линией показана граница появления в структуре исследованных сплавов частиц γ -фазы. Эта граница, установленная с помощью электронно-микроскопических дифракционных исследований, относится, естественно, только к отожженным сплавам, и только в случае легирования никелем γ -фаза наблюдалась нами и в закаленном состоянии. Как видно из графиков, появление γ -фазы в структуре легированных пермендюрлов не оказывает сколько-нибудь заметного влияния на предел текучести. По крайней мере, характер зависимости $\sigma_{0,2} = f(\% Me)$, где $Me = \text{Ni, V, Mn, Cr}$ не меняется по мере перехода сплавов из однофазного состояния в двухфазное. Основное изменение прочности, как мы видим, происходит в пределах однофазного о.ц.к. твердого раствора.

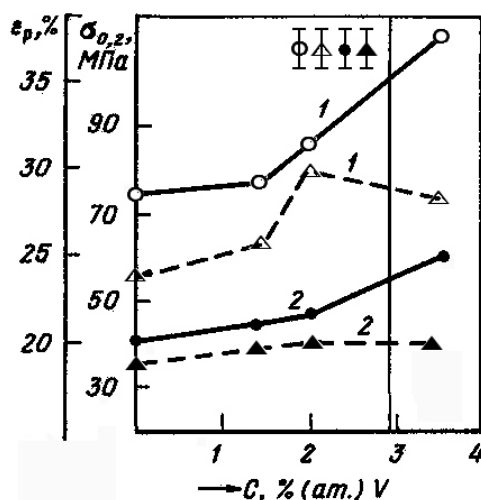
Пластичность сплавов после закалки так же, как и прочность, выше, чем после отжига. Исключение составляет лишь легирование марганцем (рис. 1 г), когда величина ε_r после закалки и после отжига примерно одинакова. Наиболее благоприятное влияние на пластичность оказывают ванадий, хром (только при 0,4 % (ат.)). Влияние никеля также положительно сказывается на пластичности, но только начиная с 4 % (ат.). Как и в случае прочности, пластичность исследованных сплавов не чувствительна к появлению в структуре γ -фазы, и заметные изменения ε_r происходят в пределах однофазного о.ц.к. твердого раствора.



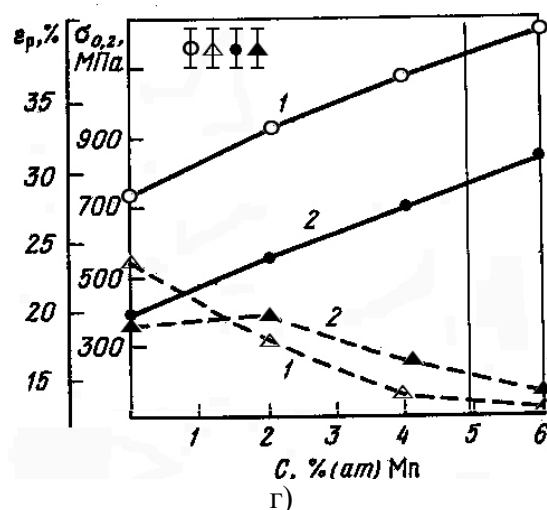
а)



б)



в)



г)

Рис. 1. Зависимости предела текучести $\sigma_{0,2}$ и пластичности ε_p сплавов Fe-Co от концентрации C, ат.% Ni (а), V (б), Cr (в), Mn (г). Сплошные линии – зависимости $\sigma_{0,2}(C)$, прерывистые – $\varepsilon_p(C)$ для закаленных (1) и отожженных (2) сплавов

Сопоставляя прочностные и пластические свойства исследованных сплавов, можно указать ряд композиций, имеющих более благоприятный комплекс механических характеристик при низких температурах, нежели сплав FeCo или классический ванадиевый пермендюр [FeCo – 2 % (ат.) V]. К таковым следует отнести сплав, содержащий 4% (ат.) Ni, 0,4 – 1% (ат.) Cr, а также менее 2% (ат.) Mn. Естественно, следует принимать во внимание возможное изменение магнитных свойств и требования, предъявляемые к механическим характеристикам. Например, ряд сплавов, исследованных в данной работе, имеет гораздо более высокое значение $\sigma_{0,2}$ при той же величине ε_p , что и сплав FeCo.

Список литературы

1. Глезер А.М., Молотиллов Б.В. Упорядочение и деформация сплавов железа. – М.: Металлургия. 1984. 167с.

АКУСТИЧЕСКИЕ, ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА БИОМОРФНЫХ ПОРИСТЫХ КОМПОЗИТОВ SiC/Si И КАРБИДА КРЕМНИЯ БИО- SiC

Смирнов Б. И., Смирнов И. А., Кардашев Б. К., Орлова Т. С., Парфеньева Л. С.

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург,
smir.bi@mail.ioffe.ru*

Исследовались электрические, тепловые и акустические свойства углеродной биоматрицы, биоморфного композита SiC/Si и биоморфного карбида кремния био-SiC, приготовленных последовательно путем пиролиза (обугливания) в атмосфере аргона дерева (белого эвкалипта и дуба), последующей инфильтрации в вакууме в пустые каналы этой матрицы расплавленного кремния с образованием композита SiC/Si и дополнительной химической обработки SiC/Si для удаления избыточного Si и получения биоморфного пористого био-SiC. В широком интервале температур измерены удельное электросопротивление (5–300 К), теплопроводности (5–300 К), теплоемкости (3.5–500 К) и амплитудные зависимости модуля Юнга и декремента акустических колебаний (100 и 300 К).

Биокомпозиты SiC/Si являются весьма перспективными материалами для практических приложений. Они обладают большой механической прочностью, противостоят окислению и коррозии, имеют небольшой вес (их плотность составляет $\sim 2,3$ г/см³), легко обрабатываются при задании формы изделия и могут использоваться при высоких температурах (до 1500⁰С).

На практике био-SiC/Si могут использоваться:

- как легкие сверхпрочные материалы в аэрокосмической и автомобильной промышленности;
- в медицине в качестве различных имплантантов;
- для изготовления высокотемпературных нагревателей;
- как высокотемпературные пористые поглотители газов.

Основные результаты работы:

Показано, что в композите SiC/Si и био-SiC процессы адсорбции-десорбции молекул внешней среды (воздуха) в значительной степени влияют на величины действующего модуля упругости и внутреннего трения (декремента упругих колебаний).

По данным о теплопроводности и теплоемкости установлено, что в биоматрице эвкалипта (в области 100–300 К) длина свободного пробега фононов $l \approx 13$ Å и близка к размеру составляющих ее графитоподобных кристаллитов.

Био-SiC обладает выраженной анизотропией электросопротивления вдоль и поперек роста дерева. В интервале $5 < T < 30$ К процесс переноса заряда в био-SiC является нетермоактивированным. При $140 < T < 300$ К энергия активации переноса заряда $E = 12$ – 18 эВ, что, наиболее вероятно, связано с ионизацией примеси азота.

Электросопротивление композита SiC/Si контролируется сопротивлением Si, концентрация носителей в котором составляет 3 – $7 \cdot 10^{19}$ см⁻³, что на 3–4 порядка выше концентрации в Si до его инфильтрации.

Измерена теплопроводность био-SiC для направлений вдоль и поперек роста дерева. Определена величина теплоемкости Si, расположенного в канальных порах биокомпозита SiC/Si.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект N07-03-91353ННФ_а) и программы Президиума РАН П-03_02.

УДК 539.4

МИКРОМЕХАНИКА И ТЕРМОДИНАМИКА ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ СПЛАВОВ С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ

Мовчан А. А., Казарина С. А., Мишустин И. В., Мовчан И. А.

*ИПРИМ РАН Москва,
movchan47@mail.ru*

1. Введение

Уникальные термомеханические свойства сплавов с памятью формы СПФ связаны с происходящими в них термоупругими фазовыми превращениями. В простейшем случае, это переходы из аустенитной фазы в мартенситную и обратно. Ниже, под микромеханическими моделями поведения СПФ будут пониматься определяющие соотношения, формулируемые (как правило, для механических величин), с учетом основных качественных особенностей упомянутых выше процессов, происходящих в материале на микроуровне. В частности, в [1–3], исходя из представлений о том, что прямое мартенситное превращение сводится к одновременно происходящим процессам зарождения и развития мартенситных элементов в аустенитной матрице, а обратное превращение – к деградаци и исчезновению этих элементов, получена функциональная форма определяющего соотношения для макроскопических фазовых деформаций в СПФ. Для описания вклада в накопление макроскопической фазовой деформации процессов зарождения и исчезновения мартенситных элементов в [1–3] использовались чисто феноменологические соотношения, не имеющие микромеханического обоснования. Вклады процессов зарождения и развития мартенситных элементов никак не были связаны между собой, хотя на деле их сумма, в определенном смысле, должна соответствовать объемной доле мартенситной фазы, то есть, в принципе, они не могут быть независимыми. В данной работе приведена последовательная микромеханическая модель процессов деформирования СПФ при прямом и обратном превращении, лишенная описанных выше недостатков. Построено термодинамическое замыкание частного случая модели. Процессы деформирования, связанные с переориентацией мартенсита не рассматриваются.

2. Нелинейная модель деформирования СПФ при прямом и обратном мартенситном превращениях

Считается, что представительный объем поликристаллического СПФ состоит из большого количества зерен. Под микрообъемом понимается такой элемент СПФ, который может находиться либо в аустенитном, либо в мартенситном фазовом состоянии. В частности, под микрообъемом может пониматься одна кристаллическая ячейка, либо совокупность четырех смежных половин кристаллических ячеек фазы В2, на которой демонстрируется обычно кристаллографические особенности перехода в фазу В19'. В дальнейшем понадобится понятие мезоскопического элемента – мартенситной пластины (иглы), под которым понимается совокупность смежных мартенситных микроэлементов, имеющих одинаковую ориентацию кристаллической решетки. Принимаются следующие гипотезы.

1. Прямое превращение представляет собой совокупность двух одновременно происходящих процессов зарождения и развития мезоскопических мартенситных элементов.
2. Обратное превращение сводится лишь к деградации (уменьшению объема) имеющихся мартенситных мезоэлементов.
3. Из всех возможных ориентаций зарождающегося мартенситного мезоэлемента выбирается та, на кристаллографической деформации которой локальные напряжения, действующие в области зарождения, совершают наибольшую работу. Локальные напряжения включают в себя как внешние приложенные напряжения, так и микронапряжения.
4. Развитие (деградация) мезоскопического элемента происходит путем присоединения к нему (отсоединения от него) микрообъемов, перешедших в мартенситное (аустенитное) состояние. Ориентация присоединяющегося мартенситного микрообъема совпадает с общей ориентацией кристаллографических ячеек мезоэлемента.
5. Изменение объема мезоскопического мартенситного элемента пропорционально текущему значению этого объема с коэффициентом пропорциональности, который может зависеть от параметра фазового состава.

Ниже изложена одномерная модель деформирования СПФ при прямом мартенситном превращении, основанная на сформулированных гипотезах. Пусть представительный объем СПФ состоит из $M = const$ микроскопических элементов, N – количество микроэлементов представительного объема, находящихся в рассматриваемый момент времени в мартенситном состоянии. Считая объемы микроэлементов одинаковыми, для объемной доли мартенситной фазы можно написать

$$q = \frac{N}{M}, \quad dq = \frac{dN}{M} \quad (2.1)$$

В рассматриваемой одномерной модели возможны два вида ориентации низкосимметричной кристаллической структуры мартенситных микрообъемов, соответствующих кристаллографической деформации растяжения $+\rho_0$ или кристаллографической деформации сжатия $-\delta_0$. Пусть $N = N_1 + N_2$, где N_1, N_2 – количество мартенситных микроэлементов с первой и второй ориентацией, соответственно. Тогда осредненная по представительному объему макроскопическая фазовая деформация будет равна

$$\varepsilon^{ph} = \frac{\rho^0 N_1 - \delta^0 N_2}{M} = \frac{\rho^0 N_1 - \delta^0 N_2}{N} q. \quad (2.2)$$

Приращение dN за малый фрагмент процесса прямого превращения можно представить в виде

$$dN = d_1 N + d_2 N. \quad (2.3)$$

Здесь $d_1 N, d_2 N$ – приращения количества мартенситных микрообъемов соответственно за счет развития и зарождения мезоскопических элементов. Аналогично, приращение осредненной по представительному объему фазовой деформации можно разделить на слагаемые, связанные с развитием и зарождением мартенситных элементов:

$$d\varepsilon^{ph} = d_1 \varepsilon^{ph} + d_2 \varepsilon^{ph}$$

Рассмотрим сначала процесс развития мартенситных элементов. Соответствующее приращение количества мартенситных микрообъемов можно представить в виде

$$d_1 N = d_1 N_1 + d_1 N_2, \quad (2.4)$$

где индексы 1 и 2 у величины N соответствуют приращениям количества микрообъемов с кристаллографическими деформациями растяжения и сжатия соответственно. Проведя осреднение по представительному объему, можно написать

$$d_1 \varepsilon^{ph} = \frac{\rho^0 d_1 N_1 - \delta^0 d_1 N_2}{M} = \frac{\rho^0 d_1 N_1 - \delta^0 d_1 N_2}{d_1 N} \frac{d_1 N}{M}. \quad (2.5)$$

На основании предположений 4 и 5 имеем

$$\frac{d_1 N_1}{N_1} = \frac{d_1 N_2}{N_2} = f(q) dq. \quad (2.6)$$

Из (2.6) легко получить, что

$$d_1 N = N f(q) dq = M q f(q) dq. \quad (2.7)$$

Подставляя (2.6) в (2.5), сравнивая результат с (2.2) с учетом (2.7) получаем

$$d_1 \varepsilon^{ph} = \frac{\rho^0 N_1 - \delta^0 N_2}{N} \frac{d_1 N}{M} = \frac{\varepsilon^{ph}}{q} \frac{d_1 N}{M}. \quad (2.8)$$

Аналогично (2.4), для приращения количества мартенситных микрообъемов $d_2 N$, связанных с зарождением мезоэлементов, можно записать: $d_2 N = d_2 N_1 + d_2 N_2$ с тем же, что и ранее, значением индексов у величины N . Пусть $F(S)$ – интегральная функция распределения микронапряжения σ^* , действующего в представительном объеме материала: $F(S) = P(\sigma^* < S)$. В соответствии с гипотезой 3, данный микрообъем испытывает при переходе в мартенситное состояние деформацию растяжения $+\rho^0$, если для этого элемента сумма действующего внешнего напряжения и микронапряжения неотрицательна. Вероятность этого события равна $P((\sigma + \sigma^*) \geq 0) = 1 - F(-\sigma)$. В противоположном случае – микрообъем испытывает деформацию сжатия с вероятностью $P((\sigma + \sigma^*) < 0) = F(-\sigma)$. В этом случае

$$\frac{d_2 N_1}{d_2 N} = 1 - F(-\sigma), \quad \frac{d_2 N_2}{d_2 N} = F(-\sigma). \quad (2.9)$$

Проведя осреднение по представительному объему, и учитывая (2.9), получаем

$$d_2 \varepsilon^{ph} = \frac{\rho^0 d_2 N_1 - \delta^0 d_2 N_2}{d_2 N} \frac{d_2 N}{M} = \left(\rho^0 - (\rho^0 + \delta^0) F(-\sigma) \right) \frac{d_2 N}{M}. \quad (2.10)$$

Складывая (2.8) и (2.10), получаем

$$d \varepsilon^{ph} = \frac{\varepsilon^{ph}}{q} \frac{d_1 N}{M} + \left(\rho^0 - (\rho^0 + \delta^0) F(-\sigma) \right) \frac{d_2 N}{M}. \quad (2.11)$$

Согласно (2.7), (2.1), (2.3), можно записать

$$\frac{d_1 N}{M} = q f(q) dq, \quad \frac{d_2 N}{M} = (1 - q f(q)) dq. \quad (2.12)$$

Подставляя (2.12) в (2.11), получаем искомое определяющее соотношение для макроскопических фазовых деформаций:

$$d\varepsilon^{ph} = \left(c_0(\sigma)(1 - qf(q)) + f(q)\varepsilon^{ph} \right) dq, \quad c_0(\sigma) = \rho^0 - (\rho^0 + \delta^0)F(-\sigma) \quad (2.13)$$

В процессе прямого превращения объем мартенситных мезоэлементов не может уменьшаться, а зарождение мезоэлементов приводит к росту количества мартенситных микрообъемов:

$$d_1 N \geq 0, \quad d_2 N \geq 0. \quad (2.14)$$

Из (2.14), (2.12) следуют ограничения на функцию модели $f(q)$ $0 \leq f(q) \leq 1/q$.

Для случая обратного превращения, согласно положению 2, все дифференциалы с индексом 2 следует положить равными нулю. Тогда из второй формулы (2.12) следует $f(q) = 1/q$, и соотношение (2.13) принимает вид известного соотношения, адекватно описывающего явление монотонной памяти формы:

$$d\varepsilon^{ph} = \frac{\varepsilon^{ph}}{q} dq,$$

которое, таким образом, получено в рамках микромеханической модели, исходя из предположения о том, что обратное превращение сводится только к деградации мартенситных элементов.

Можно предложить следующее обобщение модели на трехмерный случай

$$d\varepsilon_{ij}^{ph} = \left(\frac{3}{2} \frac{\sigma_{ij}}{\sigma_i} \delta_0(\mu_\sigma) \Phi \left(\frac{\sigma_i}{\sigma_0} \right) (1 - qf(q)) + f(q)\varepsilon_{ij}^{ph} \right) dq, \quad \varepsilon_{kk}^{ph} = \varepsilon_0 q \quad (2.15)$$

$$d\varepsilon_{ij}^{ph} = \frac{\varepsilon_{ij}^{ph}}{q} dq$$

В (2.15) первые два уравнения соответствует прямому, а третье – обратному превращению, штрихом обозначены девиаторы, $\delta_0(\mu_\sigma)$ – зависимость предельного значения интенсивности фазовых деформаций прямого превращения от параметра вида девиатора напряжений, ε_0 – величина объемного эффекта реакции прямого превращения.

3. Описание деформационных явлений, характерных для прямого превращения

Интегрирование соотношения (2.13) для фазовых деформаций прямого превращения при $\sigma = const$ и начальном условии $\varepsilon^{ph}(q_0) = \varepsilon^{ph0}$ дает

$$\varepsilon^{ph} = c_0(\sigma)q + \left(\varepsilon^{ph0} - c_0(\sigma)q_0 \right) \exp \left(\int_{q_0}^q f(\xi) d\xi \right). \quad (3.1)$$

В частности, когда прямое превращение происходит под действием постоянных напряжений из полностью мартенситного состояния ($q_0 = 0$, $\varepsilon^{ph0} = 0$), из (3.1) следует

$$\varepsilon^{ph}(\sigma, q) = c_0(\sigma)q. \quad (3.2)$$

Согласно (3.2), деформация, накапливаемая при полном прямом превращении из полностью аустенитного состояния под действием постоянного напряжения пропорциональна объемной доле мартенситной фазы и не зависит от функции модели $f(q)$. Используя общие свойства функций распределения, из (2.13), (3.2) можно получить, что

при увеличивающихся растягивающих напряжениях $\sigma \rightarrow +\infty$ деформация, накапливаемая при полном прямом превращении $\varepsilon^{ph}(\sigma, 1)$ асимптотически стремится к постоянному значению $+\rho^0$ и ограничена сверху этим значением. Аналогично, при увеличивающемся по модулю сжимающем напряжении $\sigma \rightarrow -\infty$ деформация асимптотически стремится к величине $-\delta^0$. Следовательно, в рамках предлагаемой модели, в отличие от прототипа [1–3], в процессе накопления фазовых деформаций при прямом превращении и достаточно больших по модулю напряжениях происходит насыщение и фазовые деформации ограничены сверху при любых напряжениях. При этом модули максимальных деформаций, которые могут быть накоплены при растягивающих и сжимающих напряжениях различны, что соответствует экспериментальным данным для многих СПФ.

Пусть полное прямое превращение происходит в отсутствии напряжений. В этом случае

$$\varepsilon^{ph}(0, 1) = \rho^0 - (\rho^0 + \delta^0) F(0). \quad (3.3)$$

Накапливаемая в таких условиях фазовая деформация может быть связана с двумя причинами – объемным эффектом реакции прямого превращения и явлением обратимой памяти формы. Чтобы разделить два эти эффекта, предполагается, что эффект обратимой памяти формы связан с тем, что количество микрообъемов в представительном объеме СПФ с растягивающими микронапряжениями не равно количеству микрообъемов, в которых действуют сжимающие напряжения: $P(\sigma^* < 0) \neq P(\sigma^* > 0)$. В терминах функции распределения это условие имеет вид $F(0) \neq 0.5$. Следовательно, величину деформации объемного эффекта реакции прямого превращения ε_V можно получить, положив в (3.3) $F(0) = 0.5$, а оставшаяся часть величины $\varepsilon^{ph}(0, 1)$ будет соответствовать деформации обратимой памяти формы ε_1 :

$$\varepsilon_V = 0.5(\rho^0 - \delta^0), \quad \varepsilon_1 = \left(\frac{\rho^0 + \delta^0}{2} \right) (1 - 2F(0)). \quad (3.4)$$

Согласно (3.4), в рамках данной модели объемный эффект реакции жестко связан с различием предельных значений деформации прямого превращения при растяжении и сжатии, а эффект обратимой памяти формы определяется асимметрией функции распределения микронапряжений.

Пусть микронапряжения имеют нормальное распределение

$$f(S) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_0} \exp\left(-\frac{(S - \tilde{S})^2}{2\sigma_0^2}\right), \quad F(S) = 0.5 + 0.5\Phi\left(\frac{S - \tilde{S}}{\sigma_0}\right),$$

$$\Phi(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2/2) dt,$$

где $\tilde{S}$, σ_0 – математическое ожидание и квадратичное отклонение микронапряжений, Φ – функция Лапласа. В этом случае деформация, накапливаемая при полном прямом превращении под действием постоянного напряжения равна

$$\varepsilon^{ph}(\sigma, 1) = \frac{\rho^0 - \delta^0}{2} + \frac{\rho^0 + \delta^0}{2} \Phi\left(\frac{\sigma + \tilde{S}}{\sigma_0}\right). \quad (3.5)$$

Считая, что деформация объемного эффекта реакции всегда пропорциональна q : $\varepsilon_v = 0,5(\rho^0 - \delta^0)q$, можно из общего соотношения (2.13) выделить дифференциальное уравнение для девиаторной компоненты фазовых деформаций ε^{ph} :

$$d\varepsilon^{ph} = \left(\frac{\rho^0 + \delta^0}{2} \Phi\left(\frac{\sigma + \tilde{S}}{\sigma_0}\right) (1 - qf(q)) + f(q)\varepsilon^{ph} \right) dq. \quad (3.6)$$

Пользуясь асимптотическим представлением функции Лапласа: $\Phi(x) \approx \sqrt{2/\pi} x$ для малых x , можно получить, что зависимость (3.5) для малых значений $(\sigma + \tilde{S})/\sigma_0 \ll 1$ является асимптотически линейной

$$\varepsilon^{ph}(\sigma, 1) \approx \frac{\rho^0 - \delta^0}{2} + \frac{\rho^0 + \delta^0}{2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\sigma + \tilde{S}}{\sigma_0}.$$

Нелинейную асимптотику зависимости $\varepsilon^{ph}(\sigma, 1)$ от σ , наблюдаемую для малых напряжений в никелиде титана, следуя некоторым экспериментальным данным [4], можно получить, используя вместо нормального аналог закона распределение Вейбулла [5].

Величина обратимой памяти формы равна $\varepsilon_1 = 0,5(\rho^0 + \delta^0)\Phi(\tilde{S}/\sigma_0)$. Этот эффект будет отсутствовать, если $\tilde{S} = 0$, что можно трактовать, как отсутствие ориентированных микронапряжений.

Пусть на первом этапе прямого превращения при $0 \leq q \leq q_1$ действовало напряжение σ , после чего оно было снято и дальнейшее охлаждение и прямое превращение происходило в отсутствии напряжений. В этих условиях для некоторых СПФ характерно явление ориентированного превращения, заключающееся в том, что фазовые деформации продолжают возрастать в сторону ранее приложенного напряжения после его снятия. Интегрируя уравнение (3.6) при условии $\tilde{S} = 0$ для второго этапа процесса можно получить

$$\varepsilon^{ph} = \frac{\rho^0 + \delta^0}{2} \Phi\left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right) q_1 \exp\left(\int_{q_1}^q f(\xi) d\xi\right). \quad (3.7)$$

Следуя (3.7), в рамках данной модели качественно правильно описывается явление ориентированного превращения.

4. Термодинамическое замыкание частного случая модели

Пусть $f(q) = 0$. Уравнение энергетического баланса и условия справедливости второго закона термодинамики в рамках такой модели для СПФ с произвольной шириной гистерезиса получены в [6]. Ниже эти соотношения приведены для частного случая СПФ с широким гистерезисом, т.е. таких, что

$$A_s^0 \geq M_s^0, \quad (4.1)$$

$$k_q \Delta T = C_\sigma \dot{T} - \Delta U_0 \dot{q} + T \alpha \dot{\sigma}_{kk} - d_\sigma, \quad (4.2)$$

$$M_s^\sigma = M_s^0 + d_\sigma \Delta S_0^{-1}, \quad A_s^\sigma = A_s^0 + d_\sigma \Delta S_0^{-1}, \quad (4.3)$$

$$d_{\sigma} = \delta_0 d(\mu_{\sigma}) \Phi(\sigma_i / \sigma_0) \sigma_i + Z(\sigma), \quad d_{\sigma} = \sigma_{ij}' \varepsilon_{ij}^{ph0} / q_0 + Z(\sigma) \quad (4.4)$$

$$Z(\sigma) = \frac{\Delta K \sigma_{kk}^2}{6K_M K_M} + \frac{\Delta G \sigma_i^2}{6G_M G_A} + \frac{\sigma_{kk} \varepsilon_0}{3}, \quad \Delta K = K_A - K_M, \quad \Delta G = G_A - G_M$$

Здесь $\Delta U_0, \Delta S_0$ – объемные плотности энтальпии и энтропии перехода, d_{σ} – диссипативное слагаемое в уравнении энергетического баланса (4.2), вычисляемое по первой или второй формулам (4.4) для прямого и обратного превращения, соответственно, C_{σ} – теплоемкость единицы объема при постоянном напряжении, K, G – утроенный объемный и сдвиговой модули, индексами A и M обозначены их значения в аустенитном и мартенситном состояниях. Условие выполнения второго закона термодинамики сводится к неравенству (4.1), при условии, что температуры начала прямого и обратного превращений при действии механических напряжений определяются зависимостями (4.3).

Работа выполнена при финансовом содействии РФФИ, грант № 05-01-00841.

Список литературы

1. Мовчан А.А. Микромеханические определяющие уравнения для сплавов с памятью формы. Проблемы машиностроения и надежности машин. 1994. № 6. С. 47-53.
2. Мовчан А.А. Микромеханический подход к описанию деформации мартенситных превращений в сплавах с памятью формы. Изв. РАН. Механика твердого тела. 1995. № 1. С. 197-205.
3. Мовчан А.А. Выбор аппроксимации диаграммы перехода и модели исчезновения кристаллов мартенсита для сплавов с памятью формы. Журнал прикладной механики и технической физики. 1995. Т. 36. № 2. С. 173-181.
4. Wu X.D., Sun G.J., Wu J.S. The nonlinear relationship between transformation strain and applied stress for nitinol // Materials Letters 2003. V. 57. P. 1334-1338.
5. Мовчан А.А., Мишустин И.В. Термодинамический анализ механического поведения сплавов с памятью формы // «Упругость и неупругость» Сборник трудов Международного симпозиума по проблемам механики деформируемых тел, посвященный 95-летию годовщине со дня рождения А.А. Ильюшина. М.: Изд-во МГУ. 2006 г. С.195-203.
6. Мовчан А.А., Мишустин И.В. Термодинамическое описание нелинейного деформирования сплавов с памятью формы // Журнал функциональных материалов. 2007. Т. 1. №6. С. 221-226.

УДК 539.4

РЕШЕНИЕ ДВАЖДЫ СВЯЗНЫХ НАЧАЛЬНО-КРАЕВЫХ ЗАДАЧ О ДЕФОРМИРОВАННОМ, ФАЗОВОМ И ТЕМПЕРАТУРНОМ СОСТОЯНИИ ЭЛЕМЕНТОВ ИЗ СПЛАВОВ С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ С УЧЕТОМ ДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА

Мовчан А. А., Казарина С. А., Чжо Ту Я.

ИПРИМ РАН Москва,
movchan47@mail.ru

При практическом применении элементов из сплавов с памятью формы (СПФ) регулировку их температуры часто осуществляют путем пропускания электрического тока. Данная работа посвящена постановке и некоторым результатам решения связанных

электро-термоупругих задач о фазовых превращениях, температурном и деформированном состоянии элементов из СПФ. Получены и сопоставлены друг с другом результаты решения одномерных по пространству задач для двух вариантов моделей деформирования СПФ – линейной и нелинейной.

1. Используемые термодинамические модели поведения СПФ

Ниже рассматриваются СПФ, для которых

$$A_s^0 \geq M_s^0, \quad (1.1)$$

где M_s^0, A_s^0 – температуры начала прямого и обратного мартенситного превращения в отсутствии напряжений. Предполагается, кроме того, что для рассматриваемых материалов не характерно явление ориентированного превращения. Следуя [1, 2], потенциал Гиббса таких СПФ можно считать полностью аддитивным. Известна [1, 3] модель термомеханического поведения СПФ, сводящаяся к следующим определяющим соотношениям

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^e + \varepsilon_{ij}^{ph},$$

$$\varepsilon_{kk}^e = \frac{\sigma_{kk}}{3K}, \quad \varepsilon_{ij}^{e'} = \frac{\sigma_{ij}'}{2G}, \quad \frac{1}{K} = \frac{q}{K_M} + \frac{1-q}{K_A}, \quad \frac{1}{G} = \frac{q}{G_M} + \frac{1-q}{G_A},$$

$$d\varepsilon_{ij}^{ph} = c_0 \sigma_{ij}' dq, \quad t = \frac{M_s^\sigma - T}{M_s^0 - M_f^0}, \quad (1.2)$$

$$d\varepsilon_{ij}^{ph} = \frac{\varepsilon_{ij}^{ph0}}{q_0} dq, \quad t = \frac{A_f^\sigma - T}{A_f^0 - A_s^0}, \quad (1.3)$$

$$M_s^\sigma = M_s^0 + k\sigma_i + \frac{\Delta K \sigma_{kk}^2}{6K_A K_M \Delta S_0}, \quad M_f^\sigma = M_s^\sigma + M_f^0 - M_s^0, \quad (1.4)$$

$$A_s^\sigma = A_s^0 + \frac{\sigma_{ij}' \varepsilon_{ij}^{ph0}}{\Delta S_0 q_0} + \frac{Z(\sigma)}{\Delta S_0}, \quad Z(\sigma) = \frac{\Delta K \sigma_{kk}^2}{6K_A K_M} + \frac{\Delta G \sigma_i^2}{6G_A G_M}, \quad A_f^\sigma = A_s^\sigma + A_f^0 - A_s^0, \quad (1.5)$$

$$q = \begin{cases} 0 & \text{при } t \leq 0 \\ \varphi(t) & \text{при } 0 \leq t \leq 1, \\ 1 & \text{при } 1 \leq t \end{cases} \quad \varphi(t) = \frac{1}{2}(1 - \cos(\pi t)), \quad (1.6)$$

$$\Delta S_0 \leq \frac{4\Delta U_0}{2M_s^0 + \sqrt{4(M_s^0)^2 + 6\Delta U_0 k^2 / c_1}}, \quad c_1 = c_0 + \frac{\Delta G}{4G_1 G_2}, \quad (1.7)$$

$$k_q \Delta T = C^* \dot{T} + T \alpha \dot{\sigma}_{kk} - \Delta C(\sigma, T) \varphi(\sigma, \dot{\sigma}, T) - \dot{Q}^*, \quad C^* = C_\sigma + \Delta C(\sigma, T), \quad (1.8)$$

$$\Delta C(\sigma, T) = \frac{2c_0 \sigma_i^2 / 3 + \Delta U_0 + Z(\sigma)}{(M_s^0 - M_f^0)} \varphi'(t), \quad (1.9)$$

$$\varphi\left(\sigma, \dot{\sigma}, T\right) = \Delta C(\sigma, T) \left(k \dot{\sigma}_i + \frac{\Delta K \sigma_{mm} \dot{\sigma}_{kk}}{3 \Delta S_0 K_1 K_2} \right),$$

$$\Delta C(\sigma, T) = \frac{\sigma_{ij} \varepsilon_{ij}^{ph0} / q_0 + \Delta U_0 + Z(\sigma)}{(A_f^0 - A_s^0)} \varphi'(t), \quad (1.10)$$

$$\varphi\left(\sigma, \dot{\sigma}, T\right) = \Delta C(\sigma, T) \frac{3 \varepsilon_{ij}^{ph0} \dot{\sigma}_{ij} / q_0 + \dot{\sigma}_{kk} \sigma_{mm} \Delta K / (K_1 K_2) + \dot{\sigma}_i \sigma_i \Delta G / (G_1 G_2)}{3 \Delta S_0}.$$

Здесь σ_{ij}, σ_i – тензор и интенсивность напряжений, штрихом обозначаются компоненты девиатора, $\varepsilon_{ij}, \varepsilon_{ij}^e, \varepsilon_{ij}^{ph}$ – тензоры полной, упругой и макроскопической фазовой деформации (последний для упрощения считается девиатором), K, G – утроенный объемный и сдвиговой модули, нижними индексами M и A обозначены аустенитные и мартенситные значения этих величин, α – коэффициент температурного расширения, изменениями которого при фазовом переходе пренебрегается, q – объемная доля мартенситной фазы, M_s, M_f, A_s, A_f – температуры начала и окончания прямого и обратного мартенситных превращений, (верхний индекс нуль у этих величин соответствует ненапряженному состоянию, а верхний индекс σ – случаю наличия механических напряжений), c_0, k – постоянные материала, C_σ – теплоемкость единицы объема при постоянном напряжении, $\Delta U_0, \Delta S_0$ – объемные плотности энтальпии и энтропии перехода. Уравнения (1.2) и (1.4) соответствуют прямому а (1.3), (1.5) – обратному превращению, в последнем случае $q_0, \varepsilon_{ij}^{ph0}$ – значение объемной доли мартенситной фазы и тензора фазовых деформаций в момент начала рассматриваемого этапа обратного превращения. Условие (1.7) вместе с (1.1) являются достаточными условиями выполнения диссипативного неравенства. Соотношение (1.8) является уравнением энергетического баланса, входящая в него величина $\dot{Q}^*$ является скоростью выделения тепла в единице объема за счет пропускания электрического тока. Функция $\Delta C(\sigma, T)$ представляет собой эффективное изменение теплоемкости, связанное с выделением (поглощением) латентного тепла, а также с диссипативными явлениями. Она вычисляется по формулам (1.9) для прямого и (1.10) – для обратного превращений. Скоростной коэффициент $\dot{\varphi}(\sigma, \dot{\sigma}, T)$ также вычисляется по-разному для прямого и обратного превращения. Этот коэффициент обращается в нуль для процессов, происходящих при постоянных напряжениях, т.е. при $\dot{\sigma}_{ij} = 0$. В этом случае уравнение энергетического баланса упрощается:

$$k_q \Delta T = C^* \dot{T} - \dot{Q}^*, \quad (1.11)$$

т.е. математически сводится к уравнению теплопроводности с эффективной теплоемкостью, являющейся функцией температуры и напряжений, и источником тепла, связанным с пропусканием электрического тока.

Приведенные выше определяющие соотношения обладают существенным недостатком: следуя уравнению (1.2), интенсивность фазовых деформаций, накопленных при полном прямом превращении под действием постоянного напряжения пропорциональна интенсивности этого напряжения. Данную модель можно для краткости называть

линейной моделью. Это свойство формально противоречит тезису об ограниченности интенсивности деформаций прямого превращения, которая не может превышать интенсивность тензора кристаллографических деформаций соответствующего фазового перехода. Кроме того, в рамках приведенной выше системы определяющих соотношений получается нереалистичная зависимость площади петли изотермического сверхупругого гистерезиса от температуры испытаний [4].

В [4] указанные выше недостатки были исправлены путем учета влияния на процесс прямого превращения не только внешних макроскопических напряжений, но и случайным образом распределенных по представительному объему микронапряжений. В результате получены новые соотношения для накопления деформаций прямого превращения и для температуры начала прямого превращения при наличии напряжений, а также отличное от (1.8) связанное уравнение энергетического баланса:

$$d\varepsilon_{ij}^{ph} = \frac{3}{2}\delta_0 \frac{\sigma_{ij}'}{\sigma_i} \Phi\left(\frac{\sigma_i}{\sigma_0}\right) dq, \quad M_s^\sigma = M_s^0 + \frac{\delta_0 \sigma_i \Phi(\sigma_i / \sigma_0) + Z(\sigma)}{\Delta S_0}, \quad (1.12)$$

$$K_q \Delta T = C_\sigma \dot{T} - (\Delta U_0 + \delta_0 d_1(\mu_\sigma) \Phi(\sigma_i / \sigma_0) \sigma_i + Z(\sigma)) \dot{q} - \dot{Q}^* - T \alpha \dot{\sigma}_{kk}. \quad (1.13)$$

Здесь $\Phi(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2/2) dt$ – функция Лапласа, σ_0 – квадратичное уклонение

микронапряжений, которые считаются распределенными по нормальному закону с нулевым математическим ожиданием, δ_0 – предельное значение интенсивности деформации прямого превращения, которая может накопиться при достаточно высоких напряжениях. Подстановка выражения для $\dot{q}$ в уравнение энергетического баланса (1.13) дает соотношение (1.8), где уже для прямого превращения приращения эффективной теплоемкости и скоростное слагаемое должны вычисляться по формулам

$$\Delta C = \frac{\Delta U_0 + \delta_0 \sigma_i \Phi(\sigma_i / \sigma_0) + Z(\sigma)}{M_s^0 - M_f^0} \varphi'(t), \quad (1.14)$$

$$\varphi(\sigma, \dot{\sigma}, T) = \frac{\delta_0 \left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\sigma_i}{\sigma_0} \exp\left(-0.5 \left(\frac{\sigma_i}{\sigma_0}\right)^2\right) + \Phi\left(\frac{\sigma_i}{\sigma_0}\right) \right) \dot{\sigma}_i + \frac{\sigma_i \dot{\sigma}_i \Delta G}{3 G_A G_M} + \frac{\sigma_{mm} \dot{\sigma}_{kk} \Delta K}{3 K_A K_M}}{\Delta S_0}.$$

Следует отметить, что достаточное условие выполнения диссипативного неравенства в рамках нелинейной модели сводится к простейшему соотношению (1.1) и не требует выполнения никаких дополнительных ограничений типа (1.7).

2. Выражение для скорости притока тепла, связанного с пропусканием электрического тока

Рассматривается образец из СПФ постоянного поперечного сечения площадью F , длина которого L значительно больше поперечного размера сечения. Боковые поверхности образца тепло- и электроизолированы, теплообмен и протекание электрического тока может происходить только через торцы. Образец нагружен постоянной растягивающей силой, так что все его точки находятся в одноосном напряженном состоянии с одинаковым значением растягивающего напряжения. Температура по каждому

сечению образца распределена равномерно, но может меняться при переходе от одного сечения к другому. В этих условиях параметр фазового состава распределен по любому сечению также равномерно. Считается, что электрическое сопротивление материала однозначно определяется температурой и фазовым составом. Поэтому электрическое сопротивление всех элементов одного и того же сечения также одинаково. Следует отметить, что электрическое сопротивление различных сечений может быть различным, поскольку сечения различаются как температурой, так и значением параметра фазового состава.

Пусть x – продольная координата вдоль оси стержня, меняющаяся от нуля до L . Электрическое сопротивление элемента образца длиной dx с центром в точке с координатой x равно

$$dR = r(x)dx, \quad r(x) = \rho(x)/F, \quad (2.1)$$

где $\rho(x)$ – удельное сопротивление. Пусть ток, текущий по образцу, равен I . По закону Ома, падение напряжений на данном отрезке равно

$$dU = Ir(x)dx. \quad (2.2)$$

Интегрируя (2.2), получаем полное электрическое напряжение, приложенное к образцу

$$U = IR, \quad R = \int_0^L r(x)dx. \quad (2.3)$$

Здесь R – полное сопротивление всего образца. Таким образом, по заданному напряжению U , приложенному к образцу, определить протекающий по нему ток I можно, лишь найдя зависимость $r = r(x)$ для всех точек образца, которая сама меняется с изменением тока.

Количество тепла dQ , выделяемое в элементе длиной dx равно

$$dQ = IdU = I^2 r(x)dx. \quad (2.4)$$

Для величины скорости притока тепла к единице объема $\dot{Q}^*$ получаем

$$\dot{Q}^* = \frac{dQ}{Fdx} = \frac{I^2 r(x)}{F} = \frac{U^2 r(x)}{R^2 F}. \quad (2.5)$$

Используя (2.1), можно выразить скорость притока тепла к единице объема образца через удельное сопротивление материала:

$$\dot{Q}^* = \frac{I^2 \rho(x)}{F^2} = \frac{U^2 \rho(x)}{R^2 F^2}. \quad (2.6)$$

Подстановка (2.6) в (1.8) дает разрешающие уравнения рассматриваемой задачи для случая задания электрического тока:

$$k_q \Delta T + \frac{I^2 \rho(T, q)}{F^2} = \rho C^* \dot{T} + T \alpha \dot{\sigma}_{kk} - \Delta C(\sigma, T) \Phi(\sigma, \dot{\sigma}, T) \quad (2.7)$$

или электрического напряжения:

$$k_q \Delta T + \frac{U^2 \rho(T, q)}{R^2 F^2} = \rho C^* \dot{T} + T \alpha \dot{\sigma}_{kk} - \Delta C(\sigma, T) \Phi(\sigma, \dot{\sigma}, T). \quad (2.8)$$

Для решения уравнений (2.7) или (2.8) необходимо воспользоваться зависимостью удельного электрического сопротивления СПФ от T и q . Вне зоны фазовых переходов удельное электрическое сопротивление с ростом температуры возрастает. Будем считать, что как в аустенитном, так и в мартенситном состоянии это возрастание является линейным. Пусть удельное электрическое сопротивление аустенитной и мартенситной фаз определяется зависимостями

$$\rho_A(T) = \rho_A(T_0) + \lambda_A(T - T_0), \quad \rho_M(T) = \rho_M(T_0) + \lambda_M(T - T_0). \quad (2.9)$$

Здесь T_0 – некая характерная температура, при которой возможно существование обеих фаз, λ_A и λ_M – постоянные коэффициенты. Предполагается, что удельное электрическое сопротивление двухфазного материала, состоящего из аустенитной и мартенситной фаз, получается из удельных электрических сопротивлений аустенита и мартенсита с помощью процедур осреднения по Фойгхту или по Рейсу. В первом случае $\rho = q\rho_M + (1-q)\rho_A$, откуда с учетом (2.9) получается

$$\begin{aligned} \rho &= A + \lambda_A T + Bq + \Delta\lambda qT, \quad A = \rho_A(T_0) - \lambda_A T_0, \\ B &= \rho_M(T_0) - \rho_A(T_0) - T_0(\lambda_M - \lambda_A), \quad \lambda_M - \lambda_A = \Delta\lambda. \end{aligned}$$

В простейшем случае $\lambda_A = \lambda_M = \lambda$ для ρ получается линейная зависимость

$$\rho = A + \lambda T + Bq.$$

3. Анализ результатов

Ниже приведены некоторые результаты решения задачи о деформированном, температурном и фазовом состоянии стержня из СПФ типа никелида титана длиной 1 м и площадью поперечного сечения 2 мм². Параметры материала, общие для линейной и нелинейной моделей, имели следующие значения: $M_s^0 = 313\text{K}$, $M_f^0 = 293\text{K}$, $A_s^0 = 323\text{K}$, $A_f^0 = 343\text{K}$, $\Delta U_0 = 18.88 \times 10^7 \text{ Дж/м}^3$, $\Delta S_0 = 40.25 \times 10^4 \text{ Дж/(м}^3\text{K)}$, $E_A = 84000 \text{ МПа}$, $E_M = 28000 \text{ МПа}$, $\nu_A = 0.3$, $\nu_M = 0.48$, для зависимости удельного электрического сопротивления от T и q использовалось выражение $\rho = 0.736 + 0.0004T - 0.07q \text{ мкОм} \cdot \text{м}$. Для отдельных параметров нелинейной и линейной моделей приняты значения $\delta_0 = 0.04$, $\sigma_0 = 168.6 \text{ МПа}$, $k = 0.1 \text{ К/МПа}$, $c_0 = 2.83 \times 10^{-4} \text{ МПа}^{-1}$. Значения этих параметров подобраны таким образом, чтобы у линейной и нелинейной модели совпадали асимптотики для фазовых деформаций прямого превращения при малых напряжениях, а для зависимостей M_s^σ от σ – для больших напряжений. В начальный момент времени все точки стержня имели одинаковую температуру, равную 403К. В процессе прямого превращения температура обоих торцов поддерживалась равной 203К. На рис. 1, 2 изображены графики зависимости от времени температуры в средней точке стержня в случае отсутствия электрического тока (кривые 1) и при действии тока $I = 0.15 \text{ А}$, $I = 0.2 \text{ А}$ (кривые 2 и 3 соответственно). Рис. 1 соответствует прямому превращению под действием малых напряжений $\sigma = 0.1\sigma_0$, а рис. 2 – случаю высоких напряжений $\sigma = 3\sigma_0$. Сплошные линии получены в соответствии с нелинейной теорией, штриховые – в рамках линейной теории. Как видно, для высоких напряжений различия весьма существенны. На рис. 3 изображены графики зависимости q в средней точке

стержня от T . Обозначения кривых те же, что и на рис. 2, $\sigma = 0.1\sigma_0$. Как видно, при наличии электрического тока достаточной величины решения для q , полученные в рамках линейной и нелинейной теорий различаются весьма существенно.

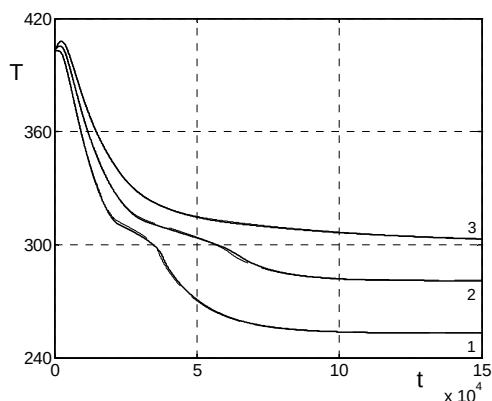


Рис. 1.

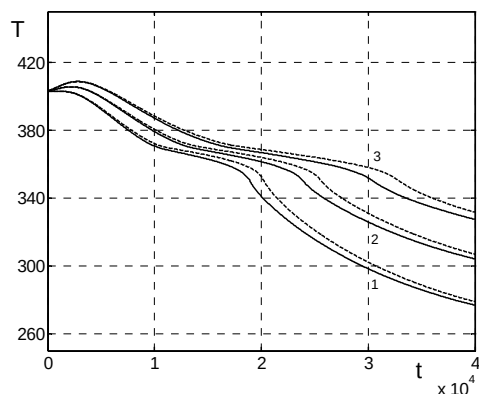


Рис. 2.

На рис. 4 приведены графики зависимости от времени смещения конца стержня при прямом превращении, отнесенного к смещению под действием той же нагрузки упругого стержня с аустенитным значением модулей. Пунктир соответствует линейной, а сплошная линия – нелинейной теориям, кривые 1 соответствуют $\sigma/\sigma_0 = 0.1$, 2 – $\sigma/\sigma_0 = 1$, 3 – $\sigma/\sigma_0 = 2$, 4 – $\sigma/\sigma_0 = 3$. Расчеты выполнены для тока $I = 0.15 \text{ A}$. Как видно, деформационные эффекты в рамках линейной и нелинейной теорий при достаточно высоких напряжениях различаются весьма существенно.

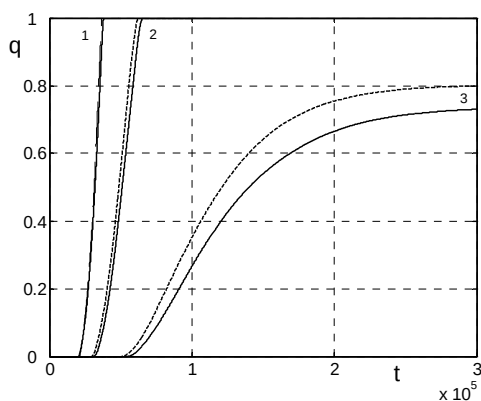


Рис. 3.

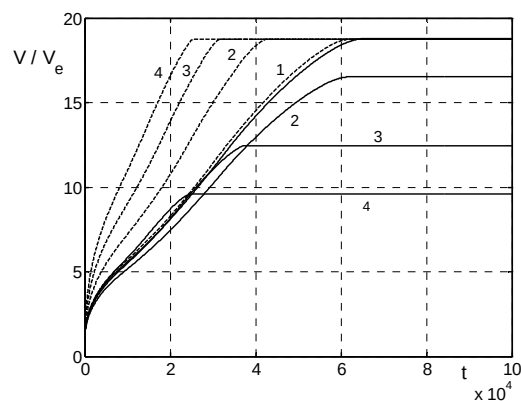


Рис. 4.

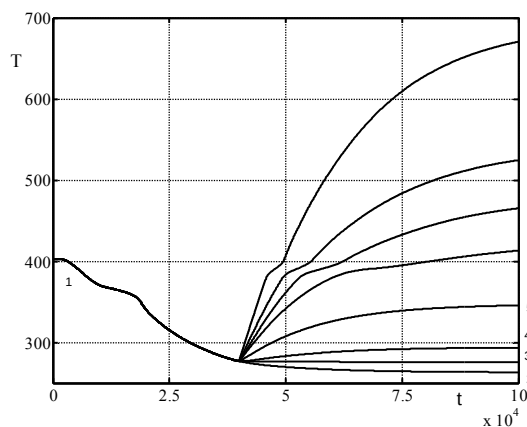


Рис. 5.

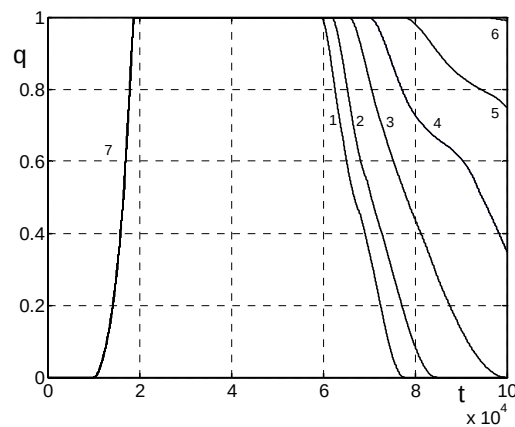


Рис. 6.

На рис. 5 и 6 изображены результаты решения задачи о прямом превращении в отсутствии электрического тока и обратном превращении под действием тока при $\sigma = 3\sigma_0$. На рис. 5 кривые 2 – 9 соответствуют значениям тока I от 0.1А до 0.8А через 0.1А. На рис. 6 для кривых 1 – 6 значения I уменьшаются от 0.38А до 0.33А через 0.01А.

Работа выполнена при финансовом содействии РФФИ, грант № 05-01-00841.

Список литературы

1. А.А. Мовчан, Ньюнт Со Термодинамическое описание поведения сплавов с памятью формы с помощью аддитивного потенциала Гиббса // Журнал прикладной механики и технической физики. 2006. Т.47. № 4. С. 98-103.
2. Мовчан А.А., Мишустин И.В. Анализ неаддитивных добавок к потенциалу Гиббса сплава с памятью формы // Известия РАН. Серия Физическая. 2006. Т. 70. № 9. С. 1388-1395.
3. Мовчан А.А. Микромеханический подход к описанию деформации мартенситных превращений в сплавах с памятью формы. Изв. РАН. Механика твердого тела. 1995. № 1. С. 197-205.
4. Мовчан А.А., Мишустин И.В. Термодинамическое описание нелинейного деформирования сплавов с памятью формы // Журнал функциональных материалов. 2007. Т. 1. №6. Статья №38.07. С. 221-226.

539.4

АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ ЭЛЕМЕНТОВ ИЗ СПЛАВОВ С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ В РАМКАХ ЛИНЕЙНОЙ И НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ ЭТИХ МАТЕРИАЛОВ

Мовчан А. А., Сильченко Л. Г., Мовчан И. А.

*ИПРИМ РАН Москва,
movchan47@mail.ru*

1. Введение

В [1] экспериментально установлено, что термоупругие фазовые превращения, происходящие в сплавах с памятью формы (СПФ), могут вызывать потерю устойчивости тонкостенных элементов из этих материалов. В [2, 3] предложен ряд концепций для объяснения этого эффекта. Это – концепция «фиксированного фазового состава», в рамках которой возмущение параметра фазового состава не учитывается, и альтернативная концепция «дополнительного фазового перехода», гипотеза «фиксированной нагрузки», в рамках которой не учитываются возможные возмущения действующей внешней нагрузки, и концепция «повсеместного дополнительного фазового превращения», следуя которой все сечение рассматриваемого элемента находится в области возмущения параметра фазового состава, что может иметь место лишь при наличии определенных возмущений внешней нагрузки. Получены решения ряда задач устойчивости для стержней и пластин из СПФ [2–6]. Установлено, что наибольшие значения критических усилий получаются в рамках концепции «фиксированного фазового состава», а

наименьшие – в рамках концепции «повсеместного дополнительного фазового перехода».

Необходимо отметить, что все упомянутые выше решения задач устойчивости для элементов из СПФ получены в рамках модели поведения этих материалов, предложенной в [7, 8], следуя которой скорость накопления деформаций прямого превращения является линейной комбинацией девиатора напряжений и тензора фазовой деформации. В рамках этой модели, которую для краткости можно далее называть «линейной», интенсивность фазовой деформации, накапливаемой при полном прямом превращении под действием постоянного напряжения пропорциональна интенсивности этого напряжения. Ясно, что линейная модель, неплохо соответствующая экспериментальным данным для малых напряжений, противоречит для случая высоких напряжений тезису об ограниченности интенсивности деформации прямого перехода, верхней гранью для которой является интенсивность кристаллографической деформации соответствующего превращения. При этом наибольшее влияние фазовые переходы оказывают на значения критических сил как раз для случая высоких докритических напряжений, когда используемая линейная модель поведения СПФ наименее адекватна. В силу сказанного выше, актуальной проблемой является анализ явления потери устойчивости элементов из СПФ в рамках нелинейной модели деформирования этих материалов, адекватно описывающей их поведение, как для низких, так и для высоких напряжений. В данной работе в рамках нелинейной модели поведения СПФ получено аналитическое решение задачи о потере устойчивости стержня из этого материала, вызванной прямым мартенситным превращением, а также приведены некоторые результаты по устойчивости пластины из СПФ.

2. Определяющие соотношения нелинейной теории деформирования СПФ

Для решения задач устойчивости в данной работе используются следующие определяющие соотношения для прямого превращения в СПФ:

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^e + \varepsilon_{ij}^{ph}, \quad (2.1)$$

$$d\varepsilon_{ij}^{ph} = \left(\frac{3}{2} \delta_0 d(\mu_\sigma) \frac{\sigma_{ij}}{\sigma_i} \Phi \left(\frac{\sigma_i}{\sigma_0} \right) (1 - qf(q)) + f(q) \varepsilon_{ij}^{ph} \right) dq, \quad (2.2)$$

$$M_s^\sigma = M_s^0 + \frac{\delta_0 d(\mu_\sigma) \sigma_i \Phi(\sigma_i / \sigma_0) + Z(\sigma)}{\Delta S_0}, \quad M_f^\sigma = M_s^\sigma - M_s^0 + M_f^0, \quad (2.3)$$

$$\Phi(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2 / 2) dt,$$

$$Z(\sigma) = \frac{\Delta K \sigma_{kk}^2}{K_A K_M} + \frac{\Delta G \sigma_i^2}{G_A G_M}, \quad \Delta K = K_A - K_M, \quad \Delta G = G_A - G_M, \quad (2.4)$$

$$q = \begin{cases} 0 & \text{при } M_s^\sigma \leq T \\ \varphi(t) & \text{при } M_f^\sigma \leq T \leq M_s^\sigma, \\ 1 & \text{при } T \leq M_f^\sigma \end{cases}, \quad \varphi(t) = \frac{1}{2} (1 - \cos(\pi t)), \quad t = \frac{M_s^\sigma - T}{M_s^0 - M_f^0}, \quad (2.5)$$

$$\varepsilon_{kk}^e = \frac{\sigma_{kk}}{K}, \quad \varepsilon_{ij}^{e'} = \frac{\sigma_{ij}'}{2G}, \quad \frac{1}{K} = \frac{q}{K_M} - \frac{1-q}{K_A}, \quad \frac{1}{G} = \frac{q}{G_M} + \frac{1-q}{G_A}. \quad (2.6)$$

Здесь ε_{ij} , ε_{ij}^e , $\varepsilon_{ij}^{e'}$ – тензоры полных, упругих и девиатора упругих деформаций (температурные деформации не учитываются), ε_{ij}^{ph} – тензор макроскопических фазовых деформаций, который считается девиатором (объемный эффект реакции для упрощения не учитывается), δ_0 – предельное значение интенсивности деформации, накапливаемой при прямом превращении под действием постоянного напряжения, $d(\mu_\sigma)$ – функция параметров вида напряженного состояния, равная единице для случая одноосного растяжения, σ_i , σ_{kk} , σ_{ij}' – интенсивность, шаровая часть и девиатор напряжений, σ_0 – квадратичное уклонение микронапряжений, K_A, K_M, G_A, G_M – аустенитное и мартенситное значения утроенного объемного и сдвигового модулей, M_s^0, M_f^0 – температуры начала прямого превращения в отсутствие напряжений, M_s^σ, M_f^σ – те же величины при наличии напряжений, ΔS_0 – скачок объемной плотности энтропии при переходе из мартенситного в аустенитное состояние при отчетной температуре в случае отсутствия напряжений, q – объемная доля мартенситной фазы, $f(q)$ – материальная функция, удовлетворяющая условиям $0 \leq f(q) \leq 1/q$.

В случае одноосного растяжения – сжатия соотношения (2.1) – (2.6) принимают вид

$$\varepsilon = \varepsilon^e + \varepsilon^{ph}, \quad \varepsilon^e = \frac{\sigma}{E}, \quad \frac{1}{E} = \frac{q}{E_A} + \frac{1-q}{E_M}, \quad (2.7)$$

$$d\varepsilon^{ph} = \left(\delta_0 \text{sign}(\sigma) \Phi \left(\frac{|\sigma|}{\sigma_0} \right) (1 - qf(q)) + f(q) \varepsilon^{ph} \right) dq, \quad (2.8)$$

$$M_s^\sigma = M_s^0 + \frac{\delta_0 |\sigma| \Phi(|\sigma|/\sigma_0) + Z(\sigma)}{\Delta S_0}, \quad Z(\sigma) = \frac{3\Delta E \sigma^2}{E_A E_M}, \quad \Delta E = E_A - E_M \quad (2.9)$$

3. Потеря устойчивости стержня и пластины из СПФ, вызванная прямым мартенситным превращением

Рассматривается стержень из СПФ, шарнирно закрепленный по обоим торцам. В аустенитном состоянии стержень нагружается направленной вертикально вниз постоянной сжимающей силой P , причем связанные с этой силой напряжения σ не должны приводить к вызванному ростом напряжений прямому превращению. После этого стержень охлаждается через интервал температур (M_s^σ, M_f^σ) прямого превращения. Следуя статическому критерию устойчивости, разыскиваются минимальное значение силы P , при котором наряду с прямолинейной невозмущенной формой стержня возможна близкая к ней криволинейная возмущенная.

Задача решается в линеаризованной постановке, в рамках гипотезы плоских сечений. Предварительное напряженное состояние стержня соответствует одноосному сжатию постоянным напряжением. Интегрируя уравнение (2.8) при $\sigma = \text{const}$ и нулевых начальных условиях можно получить следующее выражение для фазовой деформации, соответствующей невозмущенному состоянию:

$$\varepsilon^{ph} = -\delta_0 \Phi(|\sigma|/\sigma_0) q. \quad (3.1)$$

Знак минус перед правой частью (3.1) соответствует случаю сжимающих предварительных напряжений.

Записывая формулировку гипотезы плоских сечений для полной продольной деформации ε и используя соотношения (2.7) можно получить:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \beta z = \frac{\sigma}{E(q)} + \varepsilon^{ph}. \quad (3.2)$$

Здесь ε_0, β, z – деформация нейтральной плоскости стержня, его кривизна и поперечная координата в плоскости изгиба.

Для проведения линеаризации соотношение (3.1) записывается в вариациях. Выражение для вариации фазовых деформаций можно формально получить, заменив в (2.8) знак дифференциала на знак вариации и подставив в полученную формулу выражение (3.1). В результате получается

$$\delta \varepsilon^{ph} = -\delta_0 \Phi(|\sigma|/\sigma_0) \delta q. \quad (3.3)$$

Подстановка (3.3) в выражение (3.2), проварьированное с учетом переменности модуля Юнга приводит к выражению

$$\delta \varepsilon_0 + z \delta \beta = A \delta \sigma + (B \sigma - \delta_0 \Phi(|\sigma|/\sigma_0)) \delta q, \quad A = \frac{q}{E_M} + \frac{1-q}{E_A}, \quad B = \frac{E_A - E_M}{E_A E_M} \quad (3.4)$$

Ранее [2] было показано, что учет возмущения температуры не меняет критических нагрузок потери устойчивости для стержней из СПФ. Поэтому при вычислении вариации параметра фазового состава вариация температуры считается равной нулю. В результате, согласно (2.5), (2.9) можно получить:

$$\delta q = \frac{\sqrt{q(1-q)} \Phi(|\sigma|)}{\Delta S_0 (M_s^0 - M_f^0)} \delta(|\sigma|), \quad (3.5)$$

$$\Phi(x) = \delta_0 \left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{x}{\sigma_0} \exp \left(-0.5 \left(\frac{x}{\sigma_0} \right)^2 \right) + \Phi \left(\frac{x}{\sigma_0} \right) \right) + \frac{3 \Delta E x}{E_A E_M}.$$

Вводя обозначение $S = |\sigma| = -\sigma$, $\delta S = \delta |\sigma| = -\delta \sigma$, подставляя (3.5) в (3.4) и выражая из полученного соотношения величину δS , находим

$$\delta S = -\frac{\delta \varepsilon_0 + z \delta \beta}{f(S, q)}, \quad f(S, q) = A + \frac{(BS + \delta_0 \Phi(S/\sigma_0)) \sqrt{q(1-q)}}{\Delta S_0 (M_s^0 - M_f^0)} \Phi(S). \quad (3.6)$$

Необходимо отметить, что выражение для $f(S, q)$ (3.6) справедливо лишь в той части сечения стержня, где происходит дополнительный фазовый переход. Во всех остальных точках следует положить $f(S, q) = A$. Однако, если решать задачу в рамках концепции «повсеместного дополнительного фазового перехода», то формула для $f(S, q)$ (3.6) справедлива для всех точек сечения. Ограничиваясь упомянутой выше концепцией, с помощью (3.6) можно вычислить вариацию изгибающего момента:

$$\delta M = \int_F z \delta S dF = - \frac{J}{f(S, q)} \frac{\partial^2 \delta W}{\partial x^2}. \quad (3.7)$$

В (3.7) J – момент инерции стержня, F – площадь его поперечного сечения, а для вариации кривизны использовано линейное выражение через вариацию прогиба δW . Подставляя (3.7) в уравнение равновесия, получаем однородное дифференциальное уравнение для вариации прогиба

$$\frac{\partial^2 \delta W}{\partial x^2} + \frac{f(S, q)P}{J} \delta W = 0. \quad (3.8)$$

Решая обычным путем задачу (3.8) на собственные значения для случая шарнирного опирания, можно получить следующее уравнение для критической силы:

$$P = \frac{\pi^2 J}{L^2 f(P/F, q)}, \quad (3.9)$$

которое легко разрешается относительно критической длины стержня L . Для безразмерного параметра критической длины $L_1 = L/L_M$, отнесенного к критической длине изотермической потери устойчивости в мартенситном состоянии $L_M = \pi \sqrt{E_M J / P}$ из (3.9) получается следующее выражение через безразмерное значение напряжения предварительного состояния $\xi = S/\sigma_0$:

$$L_1 = \left(q + e(1-q) + ((1-e)\xi + e_M \delta_0 \Phi(\xi)) \frac{\sqrt{q(1-q)}}{\delta S_0} \left(\delta_0 \left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} \xi \exp\left(-\frac{\xi^2}{2}\right) + \Phi(\xi) \right) + \frac{3\xi(1-e)}{e_M} \right) \right)$$

Здесь введены безразмерные параметры $e = \frac{E_M}{E_A}$, $e_M = \frac{E_M}{\sigma_0}$, $\delta S_0 = \frac{\Delta S_0 (M_s^0 - M_f^0)}{\sigma_0}$.

На рис.1 приведены графики зависимости L_1 от q , построенные для $e = 1/3$, $e_M = 280$, $\delta S_0 = 0.067$, $\delta_0 = 0.04$ и различных значений безразмерного приложенного напряжения. Кривая 2 соответствует $\xi = 0.1$, 3 – $\xi = 0.5$, 4 – $\xi = 0.5$, 5 – $\xi = 1$, 6 – $\xi = 2$, 7 – $\xi = 3$. Кривая 1 соответствует решению данной задачи в рамках концепции «фиксированного фазового состава», т.е. соответствует изотермической потери устойчивости в мартенситном состоянии. Явлению потери устойчивости соответствует точка минимума на полученных кривых. Как видно, критическая длина стержня, найденная в рамках концепции «повсеместного дополнительного фазового перехода» получается существенно меньше, чем та же величина для изотермической потери устойчивости в наименее жестком мартенситном состоянии материала, причем разница растет с ростом действующих напряжений. Однако, для достаточно высоких напряжений этот эффект затухает (разница между кривыми, соответствующими $\xi = 2$ и $\xi = 3$ чрезвычайно мала). Рис. 2 посвящен сравнению результатов, получающихся при решении данной задачи по нелинейной (сплошные кривые) и линейной (штриховые линии) теории.

Параметры линейной теории c_0 и k определялись через параметры нелинейной теории по формулам

$$c_0 = \frac{3}{2} \delta_0 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\sigma_0}, \quad k = \frac{\delta_0}{\Delta S_0}. \quad (3.10)$$

Первое из этих соотношений обеспечивает асимптотическое соответствие значений деформаций прямого превращения в линейной и нелинейной теориях для малых напряжений, а второе – равенство асимптотического поведения зависимостей M_s^σ от σ для достаточно больших напряжений. Кривые 1 на рис. 2 соответствуют $\xi = 0.1$, кривые 2 – $\xi = 0.5$, кривые 3 – $\xi = 1$, кривые 4 – $\xi = 2$. Следуя рис. 2, в случае, когда параметры линейной и нелинейной теорий связаны соотношениями (3.10), разница между решениями в рамках линейной и нелинейной теорий велика при малых напряжениях и уменьшается с ростом напряжений (для $\xi = 2$ обе кривые сливаются). Отсюда можно сделать вывод о том, что на явление потери устойчивости стержня из СПФ существеннее влияет зависимость M_s^σ от σ нежели чем зависимость фазовых деформаций, накапливаемых при полном прямом превращении от действующих напряжений.

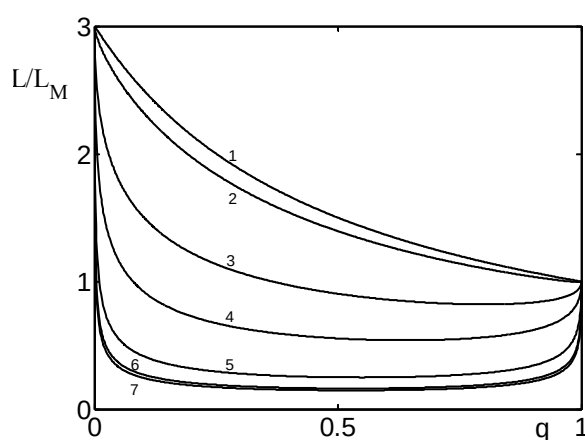


Рис. 1.

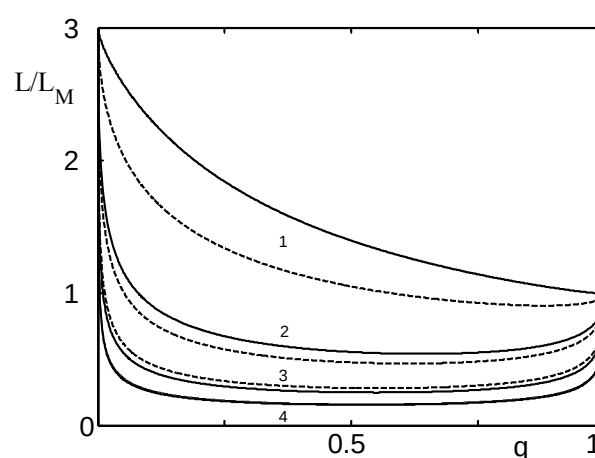


Рис. 2.

Далее приводятся некоторые результаты решения задачи устойчивости пластины из СПФ при прямом мартенситном превращении, полученные на основе нелинейной модели, с учетом двухмерности задачи. На рис.3 представлены области устойчивости квадратной пластины из СПФ, испытывающей прямое мартенситное превращение и находящейся в условиях двухстороннего равномерного сжатия (кривые 2–4), полученные на основе концепции “повсеместного дополнительного фазового превращения” для $\sigma_0 = 394, 165, 68.8$ МПа соответственно. Расчет проведен для следующих значений безразмерных параметров: $\delta_0 = 0.117$, $h/a = 0.05$, $e = 1/3$, $\delta S_0 / e_M = 0.73 \times 10^{-3}$. Здесь h – толщина пластины, a – размер её стороны. На рис.3 для сравнения приведена прямая 1, являющаяся границей области устойчивости рассматриваемой пластины полученной на основе гипотезы “фиксированного фазового состава”. Данные приведены в долях критической нагрузки одностороннего равномерного сжатия рассматриваемой пластины в мартенситном состоянии. Как видно из рис. 3, изменяя значение среднеквадратического отклонения микронапряжений, можно существенным образом влиять на степень вогнутости границы области устойчивости и уровень минимальных критических напряжений. Последние соответствуют случаю равнодвухосного сжатия пластины.

На рис.4 для $\sigma_0 = 394, 165, 68.8$ МПа (кривые 1–3, соответственно) показана зависимость безразмерной критической нагрузки квадратной пластины из СПФ, находящейся в условиях равнодвухосного сжатия (отнесена к критической нагрузке равнодвухосного сжатия такой же пластины в мартенситном состоянии) от обратного значения её без-

размерной толщины. Как и в случае линейных определяющих соотношений для тонких пластин наблюдается выход графика на горизонтальную асимптоту, что соответствует приближению критической нагрузки к мартенситному значению. В случае толстых пластин в отличие от линейных определяющих соотношений просматривается тенденция к прекращению снижения безразмерной критической нагрузки с ростом толщины.

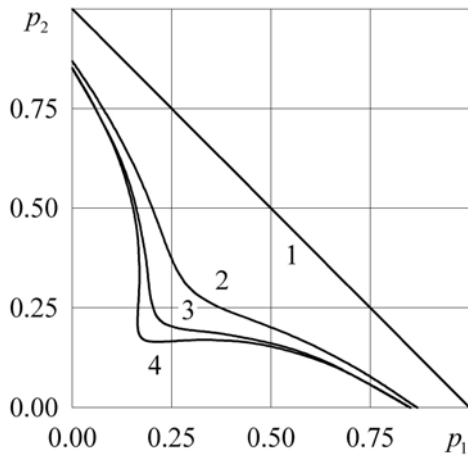


Рис.3

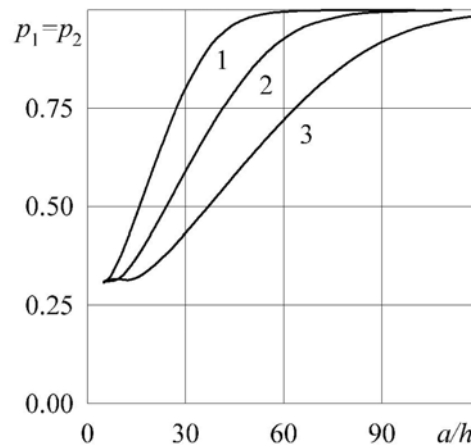


Рис.4

Работа выполнена при финансовом содействии РФФИ, грант № 05-01-00841.

Список литературы

1. Мовчан А.А., Казарина С.А. Экспериментальное исследование явления потери устойчивости, вызванной термоупругими фазовыми превращениями под действием сжимающих напряжений // Проблемы машиностроения и надежности машин. 2002. №6. С. 82 – 89.
2. Мовчан А.А., Сильченко Л.Г. Устойчивость стержня, претерпевающего прямое или обратное мартенситные превращения под действием сжимающих напряжений // Журнал прикладной механики и технической физики. 2003. Т. 4. № 3. С. 169-178.
3. Мовчан А.А., Сильченко Л.Г. Анализ устойчивости при прямом термоупругом превращении под действием сжимающих напряжений // Известия РАН. Механика твердого тела. 2004. № 2 С. 132-144.
4. Мовчан А.А., Сильченко Л.Г. Аналитическое решение связанной задачи об устойчивости пластины из сплава с памятью формы при прямом термоупругом фазовом превращении // Прикладная математика и механика. 2004. Т. 68, Вып. 1, с. 60-72.
5. Мовчан А.А., Сильченко Л.Г. Аналитическое решение связанной задачи об устойчивости пластины из сплава с памятью формы при обратном мартенситном превращении. Известия РАН. Механика твердого тела. 2004. №5. С.153-167.
6. А.А. Мовчан, Л.Г. Сильченко Устойчивость круглой пластины из сплава с памятью формы при прямом мартенситном превращении // Прикладная математика и механика. 2006. Т. 70. Вып. 5. С. 869-881.
7. Мовчан А.А. Микромеханические определяющие уравнения для сплавов с памятью формы. Проблемы машиностроения и надежности машин. 1994. № 6. С. 47-53.
8. Мовчан А.А. Микромеханический подход к описанию деформации мартенситных превращений в сплавах с памятью формы. Изв. РАН. Механика твердого тела. 1995. № 1. С. 197-205.

УДК 669.018.2

МОДЕЛИРОВАНИЕ НАПРЯЖЕНИЙ И ДЕФОРМАЦИЙ В ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЯХ

Какулия Ю. Б., Шарыгин А. М.

*Филиал Российского государственного Социального университета,
Анапа*

Сфера практического применения материалов с эффектом памяти формы постоянно расширяется. При этом проблема разработки надёжных методов расчёта напряженно-деформированных состояний (НДС) для таких материалов остается пока нерешённой. Среди конкретных прикладных задач, прогнозирование НДС для которых представляет большой практический интерес, особое место занимают задачи, связанные с проектированием и созданием термомеханических соединений (ТМС). Одна из первых попыток иллюстрации возможности моделирования напряжений, возникающих в ТМС, с применением методов структурно-аналитической теории прочности [1] принята в [2]. В работе приведены результаты решения краевой задачи о НДС в предположении, что материал испытывает упругоизотропную деформацию и деформацию, обусловленную мартенситными превращениями первого рода. Нами разработан другой подход к решению задачи о НДС в материалах с памятью формы. Он основан на применении метода конечных элементов с использованием методологии структурно-аналитической теории. Практические возможности использования такого подхода для решения осесимметричной задачи механики показаны в [3]. В работе представлены результаты численного моделирования реактивных напряжений в толстостенном цилиндре из материала с мартенситными превращениями.

Целью данной работы было продолжение исследований НДС в цилиндрических телах из материала с памятью формы, а именно, проведение численного моделирования некоторых процессов, связанных с созданием ТМС. Предполагали, что цилиндр с внутренним радиусом $r_v = 110$ мм и наружным $r_n = 160$ мм наряду с деформацией, обусловленной мартенситными превращениями первого рода, испытывает также упругую и температурную деформации. В расчетах приняты следующие значения для параметров модельного материала: модуль упругости – E , температурный коэффициент линейного расширения α , коэффициент поперечной деформации – μ : $E_A = 7,42 \cdot 10^4$ МПа, $E_M = 6,8 \cdot 10^4$ МПа, $\alpha_A = 1,4 \cdot 10^{-5} \text{K}^{-1}$, $\alpha_M = 0,6 \cdot 10^{-5} \text{K}^{-1}$ (индекс «А» соответствует аустенитному состоянию материала, а индекс «М» – мартенситному), $\mu = 0,33$. Характеристические температуры фазовых превращений: $A_H = 410$ К, $A_K = 460$ К, $M_H = 340$ К, $M_K = 290$ К. Температура термодинамического равновесия $T_0 = 400$ К. Тепловой эффект реакции 200 МДж/м^3 . Скорость изменения температуры выбирали очень малой, что позволило пренебречь эффектами, обусловленными неравномерным распределением температуры по сечению цилиндра. Это избавляло от необходимости решать задачу теплопроводности.

Вычисления проводили по следующей схеме. На первом этапе в изотермических условиях при $T = 280 \text{ К} < M_K$ имитировали внедрение дорна, задавая в цилиндре внутреннее давление. На втором этапе проводилась разгрузка, что соответствовало извлечению дорна. В результате получали увеличение внутреннего диаметра по сравнению с исходным размером за счёт остаточной деформации. Далее на третьем этапе имитировали помещение в цилиндр стержня с бесконечной жёсткостью, после чего проводили

очень медленное нагревание до $T = 680 \text{ K} > A_k$. В заключение на четвёртом этапе стержень также медленно охлаждали до $T = 280 \text{ K}$. Получаемые массивы данных позволяли постоянно отслеживать эволюцию полей напряжений и перемещений в процессе изменения нагрузки и температуры.

На рис. 1 представлены результаты расчётов, соответствующие третьему этапу воздействия на исследуемый объект – нагреванию продеформированного цилиндра с введённым в него абсолютно жестким стержнем. Рис.1,а и рис.1,б свидетельствуют о том, что при нагревании напряжения многократно увеличиваются. При этом характер распределения окружных напряжений по толщине стенки цилиндра меняется. Если при 410 К они практически постоянны (кривая 1 на рис.1,б), то при 640 К окружные напряжения у наружной поверхности цилиндра заметно выше, чем в области контакта (кривая 8 на рис.1,б). Из рис.1,в следует, что изменение фазового состава продолжается при температурах, значительно превышающих A_k . У внутренней поверхности цилиндра, где уровень напряжений выше, чем у наружной, превращение не завершено даже при 640 К (кривая 8 на рис.1,в).

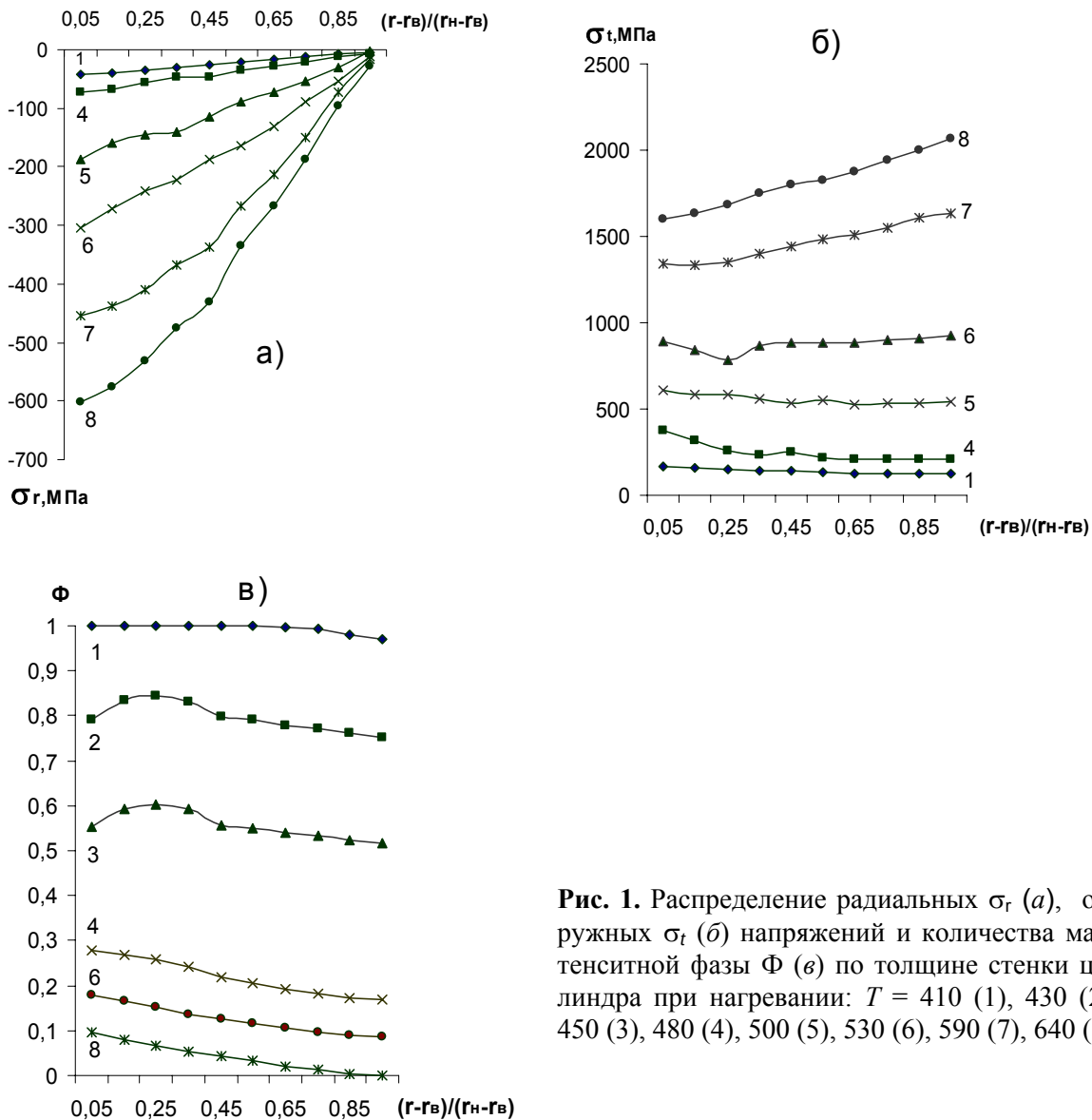


Рис. 1. Распределение радиальных σ_r (а), окружных σ_t (б) напряжений и количества мартенситной фазы Φ (в) по толщине стенки цилиндра при нагревании: $T = 410$ (1), 430 (2), 450 (3), 480 (4), 500 (5), 530 (6), 590 (7), 640 (8)

Результаты расчётов, соответствующие этапу охлаждения, представлены на рис. 2. В процессе охлаждения имеет место релаксация напряжений за счет деформации прямого превращения, и при охлаждении до исходной температуры 280 К их уровень становится незначительным (кривые 9 на рис.2, а и рис.2, б).

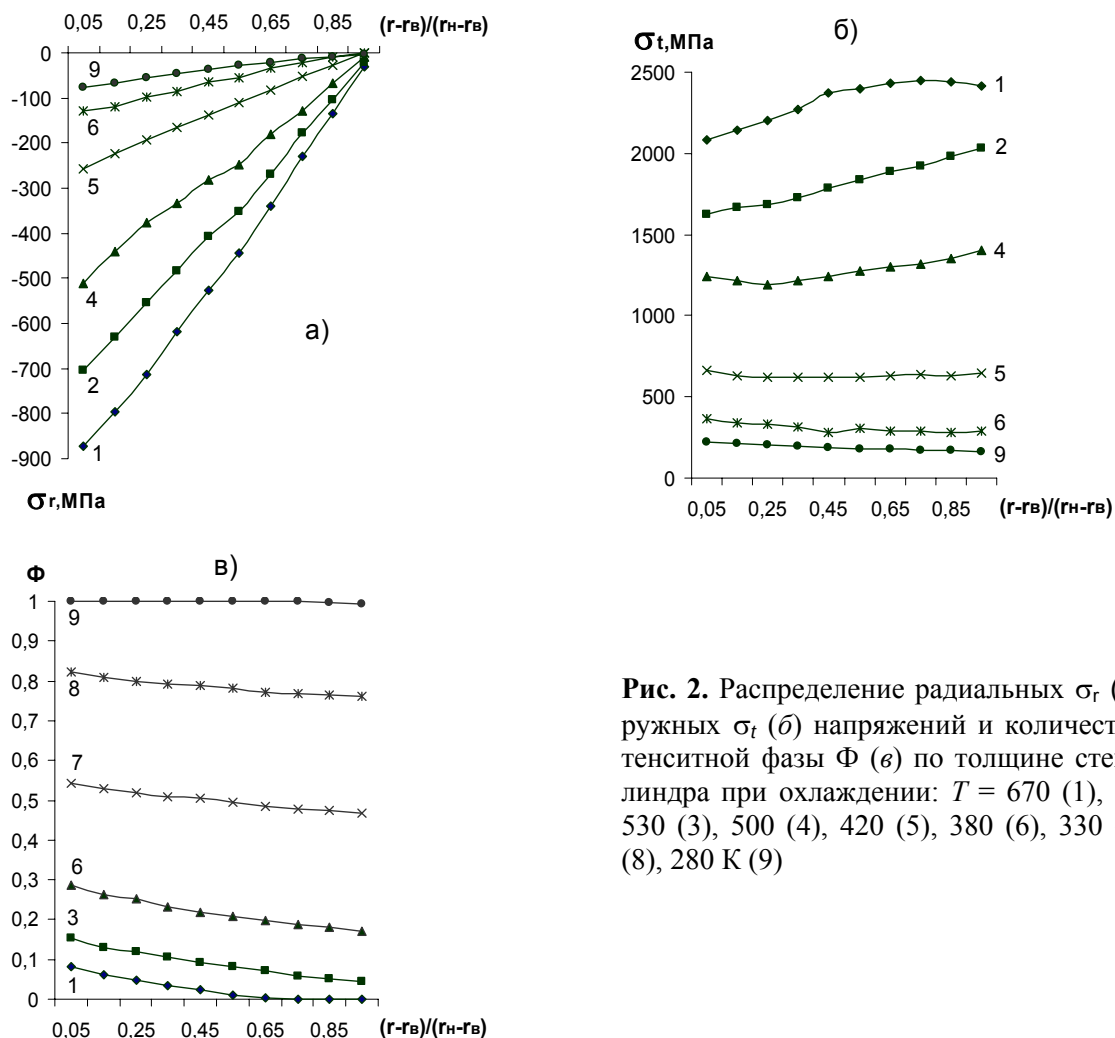


Рис. 2. Распределение радиальных σ_r (а), окружных σ_t (б) напряжений и количества мартенситной фазы Φ (в) по толщине стенки цилиндра при охлаждении: $T = 670$ (1), 570 (2), 530 (3), 500 (4), 420 (5), 380 (6), 330 (7), 300 (8), 280 К (9)

В заключение отметим, что полученные расчетные данные не противоречат известным свойствам термомеханических соединений. Следует ожидать, что после учёта деформации, обусловленной дислокационной пластичностью, можно будет говорить о прогнозировании напряжений не только на качественном, но и на количественном уровне.

Список литературы

1. Лихачев В.А., Малинин В.Г. Структурно-аналитическая теория прочности. СПб.: Наука, 1993. 471с.
2. Волков А.Е., Лихачёв В.А., Слуцкер Ю.Ф. Расчет термомеханического соединения методами структурно-аналитической теории // Материалы XXVII Межреспубликанского семинара «Актуальные проблемы прочности». 15-20 сентября 1992г., г. Ухта. Ухта, 1992. С. 31-36.
3. Ю.Б. Какулия, А.М. Шарыгин. Численное решение осесимметричной задачи для материалов со сложными функциональными свойствами // Вестник НовГУ. Сер.: Технические науки. 2005. №34. С.5-7.

РАСЧЕТ ПЛАСТИЧНОСТИ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ПЛАСТИНЕ ИЗ TiNi ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ С КОНЕЧНОЙ СКОРОСТЬЮ

Волков А. Е., Кухарева А. С.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург,
kukhareva_as@mail.ru

Материалы с эффектом памяти формы относятся к классу функциональных материалов, способных испытывать большие обратимые деформации при изменении температуры. Благодаря своим физико-механическим свойствам, они нашли применение в различных областях техники и медицины. Для успешного проектирования деталей из сплава с памятью формы необходимо не просто знать свойства материала, но и учитывать влияние размеров и формы тела на проявление деформационных эффектов. Актуальным становится вопрос разработки эффективных методов расчета напряженно-деформированного состояния в телах из сплавов с памятью формы (СПФ).

В данной работе решена связанная термомеханическая задача для бесконечной пластины из СПФ, которая подвержена действию продольной внешней силы и охлаждению с поверхности. Используется условие Ньютона теплообмена со средой. Определяющие уравнения среды задаются микроструктурной моделью [1]. При расчете поля температур учитывается выделение скрытой теплоты превращения при прохождении прямого мартенситного превращения. Напряжения в теле обусловлены внешней силой, несовместными температурными и фазовыми деформациями. Учитывается влияние напряжений на протекание превращения. Используется предположение об изотропном отклике материала на внешнее воздействие. Полученная связанная термомеханическая задача решалась численно с использованием итерационной процедуры с переменным итерационным параметром.

Моделировали нагружение пластины из никелида титана продольной силой (F_x), соответствующей начальному напряжению $\sigma_x = 100$ МПа, с последующим охлаждением через интервал прямого мартенситного превращения при постоянной силе. Проведен численный эксперимент для пластины толщиной 20 мм. Скорость изменения температуры окружающей среды 0,01 К/с. Отмечено, что распределения температур по толщине в различные моменты времени монотонны, максимальная разность температур внутри пластины и на ее поверхности составляет 0,6 К. Даже при малой скорости охлаждения наблюдается неоднородное распределение напряжений по толщине пластины. До начала прямого мартенситного превращения в наружных слоях, начинается тепловое сжатие, увеличивается осевое напряжение. После начала превращения в приповерхностных слоях идет релаксация напряжений, одновременно с этим во внутренней области наблюдается рост осевого напряжения. После окончания превращения во внешних слоях напряжение в них снова возрастает, а внутри, где превращение еще идет, напряжение уменьшается.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 07-01-00457 и гранта Президента РФ по поддержке научных школ НШ-4518.2006.1.

Список литературы

1. Волков А.Е. Микроструктурное моделирование деформации сплавов при повторяющихся мартенситных превращениях // Изв. Академии Наук. Сер. Физическая. 2002. Т.66, № 9. С. 1290 – 1297.

РАСЧЕТ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ СПЛАВА С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ TiNi В АУСТЕНИТНОМ СОСТОЯНИИ

Волков А. Е., Евард М. Е.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург,
evard@math.spbu.ru

Разрушение кристаллов при пластической деформации рассмотрено с позиций микроструктурной модели накопления дефектов и разрушения. Математический объект представлял собой поликристалл с кубической кристаллической решеткой, в каждом из зерен которого скольжение возможно по системам, действующим в сплаве TiNi в аустенитном состоянии [1]. Модель представляет собой развитие подхода, предложенного в [2, 3]. Дефекты разделяли на две категории: обратимые и необратимые посредством деформации. Первые, создающие ориентированные дальнотействующие поля напряжений, можно сопоставить с дислокационными петлями, зарождающимися и эволюционирующими в процессе деформации, вторые – с неспособными к скольжению дислокационными конфигурациями, образующимися при двойном поперечном скольжении дислокаций, огибании ими препятствий и при их неполной аннигиляции. Для плоскости скольжения сформулированы уравнения, описывающие эволюцию дефектов, и предложен новый деформационно-силовой критерий микроразрушения. Развитие процесса разрушения с микро- на макроуровень описано в терминах параметров поврежденности, аналогичных введенным в [5, 6]. Эти параметры можно ассоциировать с образованием и ростом микротрещин. При их расчете полагали, что вскрывается микротрещина конечного размера, который определяется критической энергией в области зарождения. В дальнейшем такая трещина растет по мере сдвига и взаимодействия с образующимися обратимыми дефектами. Считали, что зерно поликристалла разрушается, когда величина поврежденности в нем достигает критического значения, а макро-разрушение представительного объема происходит, когда критическим становится число «разрушенных» зерен.

Выполнено моделирование деформации и разрушения модельного объекта (рис. 1). Константы материала подобраны таким образом, чтобы пределы текучести при 600 и 1200 К и предел прочности при 600 К соответствовали экспериментальным данным для сплава TiNi в аустенитном состоянии [6].

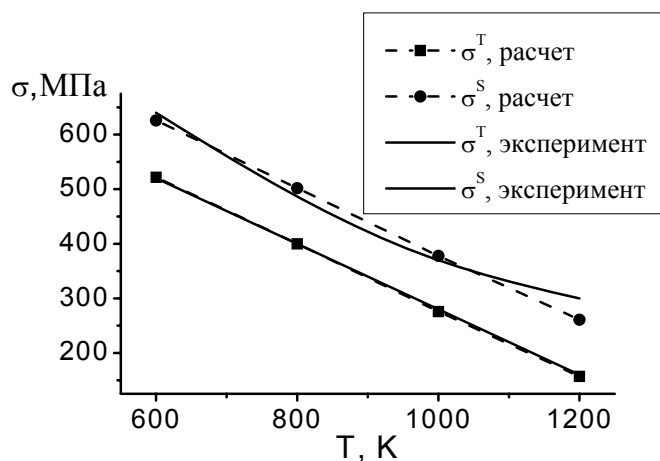


Рис. 1. Расчетная и экспериментальная [6] зависимости пределов текучести σ^T и прочности σ^S от температуры для сплава Ti-55%Ni.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 07-01-00457 и гранта Президента РФ по поддержке научных школ НШ-4518.2006.1.

Список литературы

1. Чумляков Ю. И., Сурикова Н. С., Коротаев А. Д. Ориентационная зависимость прочностных и пластических свойств монокристаллов никелида титана // Физ. мет. и металловед. 1996. Т. 82. Вып. 1. С. 148 – 158.
2. M.E. Evard, A.E.Volkov A theoretical study of the plastic deformation in titanium-nickel shape memory alloy // Proceeding of International Symposium on Shape Memory Alloys/ Fundamentals, Modelling and Industrial Applications, edited by F.Troshu, V.Brailovski, A.Galibois, 1999, P.177-183.
3. А.Е. Волков, М.Е. Евард, О.В. Бобелева Моделирование накопления дефектов и повреждаемости в процессе пластической деформации и при аккомодации мартенсита в сплавах с памятью формы // Материаловедение, 2006. № 12. С.2-5.
4. В.А. Лихачев, В.Г. Малинин Структурно-аналитическая теория прочности. СПб.: Наука, 1993. 471 с.
5. А.Е. Волков, В.А. Лихачев, В.Ф.Мозгунов Использование структурно-аналитической теории для расчета сигналов акустической эмиссии и оценки остаточного ресурса // Функционально-механические свойства материалов и их компьютерное конструирование / Материалы XXIX семинара “Актуальные проблемы прочности”, Псков, 1993. С. 581-591.
6. М.И. Мусатов, Л.П. Фаткуллина, А.Ш. Фридман и др. Исследование качества слитков и деформируемости сплава системы титан-никель // Металловедение и литье легких сплавов. М.: Металлургия, 1977. С.237-245.

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНСТРУКЦИОННОЙ ПРОЧНОСТИ НА ОСНОВЕ НЕЧЕТКОЙ ЛОГИКИ

Осташев В. В.

Псковский Государственный педагогический университет, Псков
ostvv@yandex.ru

1. Общие принципы

Понятие конструкционной прочности (КП) предполагает ряд количественных характеристик, описывающих работу деформируемого поликристаллического материала (ДПМ) в конструкции, и определяется как внутренняя реакция ДПМ на условия нагружения в виде эволюции деформационных структур (ДС), организованных как многоуровневые иерархические, нелинейные динамические. ДС, являясь отображением КП, определяется как форма локализации процесса и как нечеткая корреляция в расположении мезодефектов и связей между ними, обладает определенной интеллектуальностью, выраженную принципом рационального поведения: мезодефект, выбирая свои действия, всегда стремится максимизировать целевую функцию. Разряд сдвиг (γ) – поворот (ω) или отдельный акт (сдвиг или поворот) можно рассматривать как финальную стадию этой задачи, а неоднородность и осциллирующий характер микропластических деформаций (МПД) можно определить как след управляющего воздействия.

Внутренняя задача управления, стоящая перед мезодефектами, сводится к нахождению решающего правила, позволяющего осуществить полезную функцию в соответствии с принципом Ле–Шателье – внешнее воздействие, выводящее систему из равно-

весия, стимулирует в ней процессы, частично компенсирующие результаты этого воздействия.

Идея моделирования и управления КП на мезоуровне основана на неразрывности процессов технологического и эксплуатационного воздействия, рассматривает их как продолжающуюся тенденцию, как преобразование внутренней среды с целью адаптации к условиям нагружения. При этом адаптация достигается не за счет коррекции параметров некоторого заранее заданного закона управления, а за счет обусловленного физической природой ДПМ закона управления в форме экспериментально обнаруживаемых нечетких отображений параметров МПД из множества исходных состояний ($\Gamma\{\gamma_i\}$) в множество конечных состояний ($E\{\varepsilon_i\}$) в виде импликации:

$$\text{условие } t_1(\Gamma\{\gamma_i\}) \rightarrow \text{действие } t_2(\Omega\{\omega_i\}) \rightarrow \text{результат } t_3(E\{\varepsilon_i\}), \quad (1)$$

где t_1, t_2, t_3 – последовательность актов микропластических деформаций.

Управление КП предполагает решение трех взаимосвязанных задач:

- задача анализа ДПМ с целью построения его модели;
- задача синтеза управляющей системы (УС) методом автономного адаптивного управления (ААУ).
- организация процедуры обратного отображения состояния ДПМ на условия нагружения.

В данной работе решается первая задача.

2. Экспериментальные основы

Моделирование КП сталей методом математического планирования эксперимента позволило обозначить приоритеты определенных термических и технологических обработок для сталей типа 18-8 и марки 35XCH2MA [1]. Постановкой факторного эксперимента 2^4 исследована зависимость характеристик прочности и пластичности от условий нагружения. Условия испытания, имитирующие эксплуатационные воздействия, определены следующими факторами – скорость деформации, рабочая длина образца, размер зерна, податливость нагружающей системы. По результатам факторного эксперимента выделены образцы с контрастными характеристиками – максимальными показателями пластичности, максимальными показателями прочности, с относительно высоким комплексом характеристик прочности и пластичности. Информация для оценки КП по параметрам деформации на мезоуровне получена исследованием полей смещения узлов делительной сетки, нанесенной непосредственно на образец. Геометрическим образом мезодефекта на нижнем структурном уровне (внутризеренные пластические деформации) является ячейка размером 10 мкм. Поле смещений численным дифференцированием преобразуется в поле дисторсии $\beta_{ij} = \varepsilon_{ij} + \omega_{ij}$. Для плоского случая по формулам Коши рассчитываются все компоненты тензора симметричной и антисимметричной составляющих ($\Gamma\{\gamma_i\}$), ($\Omega\{\omega_i\}$), ($E\{\varepsilon_i\}$). Операцией Sort up преобразуем множество $E\{\varepsilon_i\}$ в множество $E_S\{\varepsilon_i\}$, на котором выполняется отношение нестрогого порядка $\varepsilon_i \leq \varepsilon_{i+1}$. Результат представляется в виде кривой $E_S\{\varepsilon_i\} = F(n)$, n – число ячеек делительной сетки.

3. Формализация модели

Формализация поведения ансамбля мезодефектов при пластической деформации позволяет рассматривать вопросы управления КП и проектирования материалов в терминах нечетких множеств из-за неоднозначности отображения (1). Идея нечеткого управления состоит в представлении ДПМ в виде автономной адаптивной модели и реализации нечеткого алгоритма с использованием нечеткой логики в системе автономного управления (ААУ) [2]. Условие автономности предполагает, что УС

является подсистемой объекта управления (ОУ) и осуществляет управление на основе знаний, добываемых самостоятельно, взаимодействуя со своим окружением, то есть

$$УС \subset ОУ \subset Среда = Система.$$

При построении ААУ возникает две задачи – задача получения и представления в базе знаний (БЗ) эмпирической информации и задача принятия решений на основе найденных закономерностей (рис. 1). Фаззификатор преобразует точное множество входных данных в нечеткое множество, определенное с помощью функции принадлежности, а дефаззификатор решает обратную задачу – формирует однозначное решение относительно входной переменной.

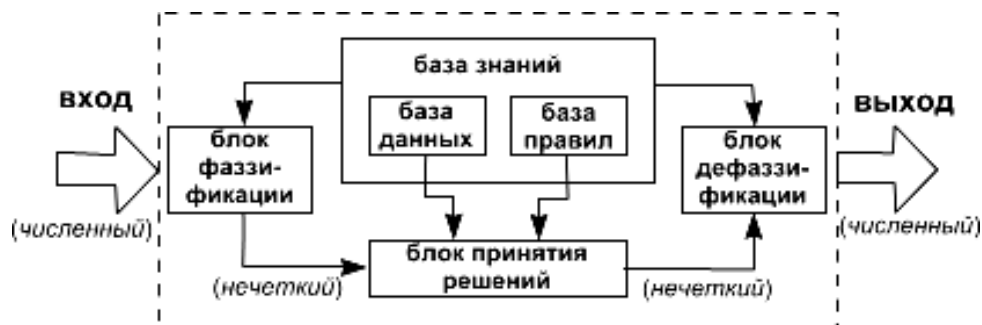


Рис. 1. Общая схема нечеткого вывода.

Под БЗ в системе ААУ понимается подсистема, хранящая информацию необходимую для управления – представляет собой тройки:

$$\text{образ ситуации } (\Gamma\{\gamma_i\}) - \text{образ действия } (\Omega\{\omega_i\}) - \text{образ результата } (E\{\varepsilon_i\}) \quad (2)$$

и отражает закономерности взаимодействия ОУ со средой.

Под адаптивностью понимаем способность системы изменять свое поведение (алгоритм управления) в зависимости от изменения условий испытания с целью максимизации целевой функции. В качестве целевой функции, одновременно проявляющей себя как закон управления КП, принята кривая $E_s\{\varepsilon_i\}$ – упорядоченное множество линейных МПД с выполнением отношения нестрогого порядка $\varepsilon_i \leq \varepsilon_{i+1}$. При этом для каждого элемента сортированного множества зададим отношение на конкретном ε_i , указав, тем самым, все комбинации γ_i и ω_i , между которыми это отношение выполняется в новых множествах $\Gamma_s\{\gamma_i\}, \Omega_s\{\omega_i\}$.

Значения параметров среды (условия нагружения и структура) и ДПМ отображаются во множество значений входных переменных $\Gamma_s\{\gamma_i\}, \Omega_s\{\omega_i\}$ и множество значений выходных переменных $E_s\{\varepsilon_i\}$, равных, соответственно, декартовым произведениям

$$\Gamma_s\{\gamma_i\} = \gamma_1 \times \gamma_2 \times \dots \times \gamma_n, \quad \Omega_s\{\omega_i\} = \omega_1 \times \omega_2 \times \dots \times \omega_m, \quad E_s\{\varepsilon_i\} = \varepsilon_1 \times \varepsilon_2 \times \dots \times \varepsilon_k,$$

где $\Gamma_s\{\gamma_i\}, \Omega_s\{\omega_i\}$ – множества соответствия на сортированном $E_s\{\varepsilon_i\}$.

В целях упрощения все переменные $\Gamma_s\{\gamma_i\}, \Omega_s\{\omega_i\}, E_s\{\varepsilon_i\}$ будут иметь одинаковые терм-множества T_V

$$T_{\Gamma_s} = T_{\Omega_s} = T_{E_s} = \{T_V\} = \{NB, NM, ZE, PM, PB\}, \quad q = \overline{1,5}$$

со следующими элементами (лингвистическими значениями):

NB – большое отрицательное, NM – среднее отрицательное, NS – малое отрицательное, ZE – нулевое, PS – малое положительное, PM – среднее положительное, PB – большое

положительное. Для каждого q -го лингвистического значения $T_v q = \overline{1,5}$ переменной V задается носитель в виде интервала

$$V_q = \{v : mv_q^{\min} \leq v \leq v_q^{\max}, v \in V\}, q = \overline{1,5}$$

Множества $\Gamma_s\{\gamma_i\}$, $\Omega_s\{\omega_i\}$, $E_s\{\varepsilon_i\}$, в зависимости от условий деформации, обладают разной степенью изоморфности. Покроем множества $\Gamma_s\{\gamma_i\}$, $\Omega_s\{\omega_i\}$, $E_s\{\varepsilon_i\}$ конечным количеством нечетких (возможно, пересекающихся) подмножеств $O_1, O_2, \dots, O_L$ и $A_1, A_2, \dots, A_K$, имеющих четкие гомоморфные отображения в $E_s\{\varepsilon_i\}$ на основе импликации (1), и которые назовем “образами” и “действиями”, согласно (2). Мера их соответствия определяет целевую функцию. Для каждого нечеткого множества $O_L(\gamma_i)$ и $A_K(\omega_i)$ зададим набор функций $\mu_s(\gamma_i)$ и $\mu_s(\omega_i)$, определяющих степени принадлежности им каждого элемента из множеств $\Gamma_s\{\gamma_i\}$ и $\Omega_s\{\omega_i\}$.

4. Описание модели

Анализ экспериментальных данных на основе отображения (1) в общем случае позволяет:

- понять, что не все элементы множества $\Gamma_s\{\gamma_i\}$ отражаются во множества $\Omega_s\{\omega_i\}$ и $E_s\{\varepsilon_i\}$. Такая шкала индивидуального восприятия событий мезодефектами является полем управления КП;
- выделить три механизма развития МПД и разделить переменные состояния и управления:

1. $\gamma_i \rightarrow \omega_i \rightarrow \varepsilon_i$; ω_i, ε_i – переменные состояния, γ_i – переменная управления.
2. $\gamma_i \rightarrow \varepsilon_i$, ε_i – переменная состояния, γ_i – переменная управления;
3. $\omega_i \rightarrow \varepsilon_i$, ε_i – переменная состояния, ω_i – переменная управления;

- сделать заключение, что изменение характеристик прочности и пластичности отражается существенной нелинейностью кривой $E_s\{\varepsilon_i\}$ (например, для образца с комплексом параметров характерен линейный участок максимальной длины).

Механизмы развития МПД, отмеченные выше, моделируются простыми и сложными продукционными правилами вывода нечеткой модели ДПМ (П1, П2, П3) и нечеткой модели управления, отличающихся принципиально. Задача управления формулируется как обратная – по имеющемуся множеству $E_s\{\varepsilon_i\}$ найти такое отображение $\Gamma_s\{\gamma_i\}$ и $\Omega_s\{\omega_i\}$ на условия нагружения, которое решало бы поставленную задачу. Для модели ДПМ:

П1: IF $O_L(\gamma_i) = \{\gamma_1 = nb, \gamma_2 = pm \dots \gamma_7 = ze\}$ AND $A_K(\omega_i) = \{\omega_1 = pm, \omega_2 = nb \dots \omega_7 = nm\}$
THEN $E_s\{\varepsilon_i\} = \{\varepsilon_1 = pb \dots \varepsilon_7 = nm\}$.

П2: IF $O_L(\gamma_i) = \{\gamma_1 = nb, \gamma_2 = pm \dots \gamma_7 = ze\}$ THEN $E_s\{\varepsilon_i\} = \{\varepsilon_1 = pb \dots \varepsilon_7 = nm\}$.

П3: IF $A_K(\omega_i) = \{\omega_1 = pm, \omega_2 = nb \dots \omega_7 = nm\}$ THEN $E_s\{\varepsilon_i\} = \{\varepsilon_1 = pb \dots \varepsilon_7 = nm\}$.

Если в базе нечетких правил обнаруживается несколько правил, имеющих эквивалентную продукцию, а термы входной переменной заданы таким образом, что носитель соответствующего терм-множества в одном правиле включает носитель терм-множества другого правила, то терм, задающий более “узкое” терм-множество, исключается из базы. В правилах нечеткой продукции, где в качестве логической связки для подусловий применяется только нечеткая конъюнкция (операция И), в качестве метода агрегирования используем операцию min-конъюнкции. На аккумулировании заключений нечетких правил продукции ограничений не накладывается – его проводим с использованием операции max-дезъюнкции. Дефаззификация выполняется методом центра тяжести. Динамическое поведение ДПМ как системы описывается в виде таблицы лингвистических правил, связывающих переменную управления и переменную состояния в

виде импликативного отображения $R\{O_L(\gamma_i), A_K(\omega_i)\} \rightarrow E_S\{\varepsilon_i\}$, где R – отношение связи, выполненное на основе экспериментальных данных.

Таблица лингвистических правил

$O_L(\gamma_i)/A_K(\omega_i)$	NB	NM	ZE	PM	PB
NB	NB	NM	NM	NM	ZE
NM	NM	ZE	ZE	ZE	PM
ZE	NM	ZE	ZE	ZE	PM
PM	NM	ZE	ZE	ZE	PM
PB	ZE	PM	PM	PM	PB

В качестве примера рассчитана таблица лингвистических правил при деформации $\varepsilon = 4,7\%$ стали X18H10T для условий испытания: размер зерна – 200мкм., скорость деформации – 10^{-3} 1/сек, рабочая длина – 60 мм., податливость системы нагружения – 0,01 мм/кг.

Поскольку продукционные правила выводятся на основе действующих механизмов МПД в конкретных условиях испытания, то совокупность одноименных термов можно рассматривать как объемную долю каждого из механизмов МПД.

Таким образом, базовая модель ДПМ на основе нечетких множеств представляет набор таблиц лингвистических правил и таблиц вывода результата дефаззификации для каждой фиксированной деформации и конкретных условий испытания.

Список литературы

1. Осташев В.В., Шевченко О.Д. Представление конструкционной прочности сталей на макро- и мезоуровне. // Научные ведомости. – Белгород: Из-во БелГУ, 2000,
2. № 1(10 – С.24-30) .
3. Жданов А.А. Метод автономного адаптивного управления.- Известия РАН. Теория и системы управления. № 5, 1999. – С. 127 – 134.

УДК 539.3

КОНТИНУАЛЬНЫЕ МОДЕЛИ МНОГОСЛОЙНЫХ ТОНКИХ ПЛАСТИН ПО НЕСИММЕТРИЧНОЙ ТЕОРИИ УПРУГОСТИ

Саркисян С. О., Фарманян А. Ж.

*Гюмрийский государственный педагогический институт,
Гюмри, Армения*

Введение

Микрополярная, моментная, несимметричная теория упругости ныне трактуется как базовая математическая модель упругих сред со структурой на различных масштабных уровнях деформации твердых тел [1]. Актуально разработок методов по-

строения модели макроскопического образца с учетом его наномасштабной или микромасштабной структуры. Это означает выявление количественной связи макроскопических механических свойств материалов с параметрами их нано- (имеем в виду многослойные нанотрубки, наноккомпозиты) и микроструктур.

В данной работе на основе асимптотического метода [2] из общей трехмерной граничной задачи несимметричной теории упругости со свободным вращением для многослойных сред строятся континуальные модели микрополярных слоистых пластин. В зависимости от значений безразмерных физических констант материалов слоистой среды (в которых входит также масштабный фактор) построены три различные континуальные теории слоистых пластин: теория со свободным вращением; теория со стесненным вращением; теория «с малой сдвиговой жесткостью».

1. Постановка задачи. Рассмотрим пластинку, состоящую из некоторого числа слоев постоянной толщины. Выберем плоскость отчета таким образом, чтобы над этой плоскостью располагалась n слоев, а под ней m слоев. Общую толщину слоистой пластинки обозначим через $2h$. Будем использовать декартовой системой координат x, y, z , располагая оси x, y в плоскости отчета. Принимаем, что слои описываются уравнениями несимметричной теории упругости с независимыми полями перемещений и вращений.

Напряженное состояние каждого отдельно взятого слоя строим при помощи асимптотического метода интегрирования уравнений [2]

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \sigma_{11}^i}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{21}^i}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{31}^i}{\partial z} &= 0; & \frac{\partial \sigma_{12}^i}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{22}^i}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{32}^i}{\partial z} &= 0; & \frac{\partial \sigma_{13}^i}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{23}^i}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{33}^i}{\partial z} &= 0; \\
 \frac{\partial \mu_{11}^i}{\partial x} + \frac{\partial \mu_{21}^i}{\partial y} + \frac{\partial \mu_{31}^i}{\partial z} + \sigma_{23}^i - \sigma_{32}^i &= 0; & \frac{\partial \mu_{12}^i}{\partial x} + \frac{\partial \mu_{22}^i}{\partial y} + \frac{\partial \mu_{32}^i}{\partial z} + \sigma_{31}^i - \sigma_{13}^i &= 0; \\
 \frac{\partial \mu_{13}^i}{\partial x} + \frac{\partial \mu_{23}^i}{\partial y} + \frac{\partial \mu_{33}^i}{\partial z} + \sigma_{12}^i - \sigma_{21}^i &= 0; \\
 \frac{\partial u_1^i}{\partial x} = 2\mu_i' \sigma_{11}^i + \lambda_i' (\sigma_{11}^i + \sigma_{22}^i + \sigma_{33}^i); & \frac{\partial u_2^i}{\partial y} = 2\mu_i' \sigma_{22}^i + \lambda_i' (\sigma_{11}^i + \sigma_{22}^i + \sigma_{33}^i); & (1.1) \\
 \frac{\partial u_3^i}{\partial z} = 2\mu_i' \sigma_{33}^i + \lambda_i' (\sigma_{11}^i + \sigma_{22}^i + \sigma_{33}^i); \\
 \frac{\partial u_2^i}{\partial x} - \omega_3^i = (\mu_i' + \alpha_i') \sigma_{12}^i + (\mu_i' - \alpha_i') \sigma_{21}^i; & \frac{\partial u_1^i}{\partial y} + \omega_3^i = (\mu_i' + \alpha_i') \sigma_{21}^i + (\mu_i' - \alpha_i') \sigma_{12}^i; \\
 \frac{\partial u_3^i}{\partial x} + \omega_2^i = (\mu_i' + \alpha_i') \sigma_{13}^i + (\mu_i' - \alpha_i') \sigma_{31}^i; & \frac{\partial u_1^i}{\partial z} - \omega_2^i = (\mu_i' + \alpha_i') \sigma_{31}^i + (\mu_i' - \alpha_i') \sigma_{13}^i; \\
 \frac{\partial u_3^i}{\partial y} - \omega_1^i = (\mu_i' + \alpha_i') \sigma_{23}^i + (\mu_i' - \alpha_i') \sigma_{32}^i; & \frac{\partial u_1^i}{\partial z} + \omega_1^i = (\mu_i' + \alpha_i') \sigma_{32}^i + (\mu_i' - \alpha_i') \sigma_{23}^i; \\
 \frac{\partial \omega_1^i}{\partial x} = 2\gamma_i' \mu_{11}^i + \beta_i' (\mu_{11}^i + \mu_{22}^i + \mu_{33}^i); & \frac{\partial \omega_2^i}{\partial y} = 2\gamma_i' \mu_{22}^i + \beta_i' (\mu_{11}^i + \mu_{22}^i + \mu_{33}^i); \\
 \frac{\partial \omega_3^i}{\partial z} = 2\gamma_i' \mu_{33}^i + \beta_i' (\mu_{11}^i + \mu_{22}^i + \mu_{33}^i); & \frac{\partial \omega_2^i}{\partial x} = (\gamma_i' + \varepsilon_i') \mu_{12}^i + (\gamma_i' - \varepsilon_i') \mu_{21}^i;
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial \omega_1^i}{\partial y} &= (\gamma'_i + \varepsilon'_i) \mu_{21}^i + (\gamma'_i - \varepsilon'_i) \mu_{12}^i; & \frac{\partial \omega_3^i}{\partial x} &= (\gamma'_i + \varepsilon'_i) \mu_{13}^i + (\gamma'_i - \varepsilon'_i) \mu_{31}^i; \\ \frac{\partial \omega_3^i}{\partial y} &= (\gamma'_i + \varepsilon'_i) \mu_{23}^i + (\gamma'_i - \varepsilon'_i) \mu_{32}^i; & \frac{\partial \omega_1^i}{\partial z} &= (\gamma'_i + \varepsilon'_i) \mu_{31}^i + (\gamma'_i - \varepsilon'_i) \mu_{13}^i; \\ \frac{\partial \omega_2^i}{\partial z} &= (\gamma'_i + \varepsilon'_i) \mu_{32}^i + (\gamma'_i - \varepsilon'_i) \mu_{23}^i.\end{aligned}$$

Здесь, σ_{mn}^i , μ_{nn}^i – силовые и моментные напряжения; u_i – перемещения; ω_i – независимые повороты; α_i ; μ_i ; β_i ; γ_i ; ε_i – упругие константы микрополярного материала i -го слоя.

Считая, что верхняя и нижняя плоскости слоистой пластинки загружены произвольной силовой и моментной нагрузкой, запишем граничные условия в виде

$$\begin{aligned}\sigma_{31}^n &= p_1; & \sigma_{32}^n &= p_2; & \sigma_{33}^n &= p_3; \\ \mu_{31}^n &= m_1; & \mu_{32}^n &= m_2; & \mu_{33}^n &= m_3;\end{aligned} \quad \text{где } z = z_n$$

$$\begin{aligned}\sigma_{31}^{-m} &= p_1; & \sigma_{32}^{-m} &= p_2; & \sigma_{33}^{-m} &= -p_3; \\ \mu_{31}^{-m} &= -m_1; & \mu_{32}^{-m} &= -m_2; & \mu_{33}^{-m} &= m_3;\end{aligned} \quad \text{где } z = z_{-m}$$
(1.2)

На боковой поверхности слоистой пластинки считаются заданными, в общем случае, смешанный вариант граничных условий несимметричной теории упругости с независимыми полями перемещений и вращений.

Будем строить напряженные состояния, названные в [2] внутренними (основными), на основе которого построим континуальные модели микрополярных слоистых пластин. Для этого в (1.1) выполним замену переменных [2]. Вводим следующие безразмерные физические параметры слоев $\frac{a^2 \mu_1}{\gamma_i}$, $\frac{a^2 \mu_1}{\beta_i}$, $\frac{a^2 \mu_1}{\varepsilon_i}$, $\frac{\mu_1}{\mu_i}$, $\frac{\alpha_i}{\mu_i}$. Здесь a – характер-

ный размер в плане пластинки.

Обозначим через Q^i любое силовое или моментное напряжение, смещение или независимый поворот; положим

$$Q^i = \delta^{-q} \sum_{s=0}^S \delta^s \bar{Q}^{i(s)} \quad (1.4)$$

Здесь индекс (s) указывает номер приближения, а через q обозначим некоторые целые числа, различные для различных смещений, поворотов, силовых и моментных напряжений.

2. Континуальная теория многослойных микрополярных пластин с независимыми полями перемещений и вращений. Будем предполагать, что безразмерные физические параметры (1.3) имеют значения

$$\frac{a^2 \mu_1}{\gamma_i} \sim 1; \quad \frac{a^2 \mu_1}{\beta_i} \sim 1; \quad \frac{a^2 \mu_1}{\varepsilon_i} \sim 1; \quad \frac{\mu_1}{\mu_i} \sim 1; \quad \frac{\alpha_i}{\mu_i} \sim 1. \quad (2.1)$$

В этом случае для краевой задачи (1.1), (1.2) в выражении (1.4) для величин q получим (в случае задачи изгиба):

$$\begin{aligned}
q=1; \quad \bar{\sigma}_{i3}; \quad \bar{\sigma}_{3i} (i=1; 2); \quad \bar{\mu}_{mn} (mn: 11; 22; 33; 12; 21); \quad \bar{\omega}_i (i=1; 2); \quad \bar{u}_3 \\
q=0; \quad \bar{\sigma}_{mn} (mn: 11; 22; 12; 21; 33); \quad \bar{\mu}_{i3}; \quad \bar{\mu}_{3i}; \quad \bar{u}_i (i=1; 2); \quad \omega_3.
\end{aligned} \quad (2.2)$$

Здесь, как главный результат, приведем определяющую систему двумерных уравнений для исходного асимптотического приближения, т. е. для общей континуальной (двумерной) теории изгиба микрополярных многослойных пластин с независимыми полями перемещений и вращений:

Уравнения равновесия

$$\begin{aligned}
\frac{\partial L_{11}}{\partial x} + \frac{\partial L_{21}}{\partial y} + N_{23} - N_{32} = -2m_1; \quad \frac{\partial L_{12}}{\partial x} + \frac{\partial L_{22}}{\partial y} + N_{31} - N_{13} = -2m_2; \\
\frac{\partial N_{13}}{\partial x} + \frac{\partial N_{23}}{\partial y} = -2p_3.
\end{aligned} \quad (2.3)$$

Соотношения упругости

$$\begin{aligned}
N_{13} &= \sum_{i=-m}^n \frac{\mu_i - \alpha_i}{\mu_i + \alpha_i} N_{31} + \sum_{i=-m}^n \frac{4\mu_i \alpha_i}{\mu_i + \alpha_i} 2h\Gamma_{13}; & N_{31} &= 2hp_1; \\
N_{23} &= \sum_{i=-m}^n \frac{\mu_i - \alpha_i}{\mu_i + \alpha_i} N_{32} + \sum_{i=-m}^n \frac{4\mu_i \alpha_i}{\mu_i + \alpha_i} 2h\Gamma_{23}; & N_{32} &= 2hp_2; \\
L_{11} &= \sum_{i=-m}^n 2h \left[\frac{4\gamma_i (\gamma_i + \beta_i)}{2\gamma_i + \beta_i} k_{11} + \frac{2\beta_i \gamma_i}{2\gamma_i + \beta_i} k_{22} \right] + \sum_{i=-m}^n \frac{\beta_i}{\beta_i + 2\gamma_i} L_{33}; & L_{33} &= 2hm_3; \\
L_{22} &= \sum_{i=-m}^n 2h \left[\frac{4\gamma_i (\gamma_i + \beta_i)}{2\gamma_i + \beta_i} k_{22} + \frac{2\beta_i \gamma_i}{2\gamma_i + \beta_i} k_{11} \right] + \sum_{i=-m}^n \frac{\beta_i}{\beta_i + 2\gamma_i} L_{33}; \\
L_{12} &= \sum_{i=-m}^n 2h [(\gamma_i + \varepsilon_i) k_{12} + (\gamma_i - \varepsilon_i) k_{21}]; & L_{21} &= \sum_{i=-m}^n 2h [(\gamma_i + \varepsilon_i) k_{21} + (\gamma_i - \varepsilon_i) k_{12}].
\end{aligned} \quad (2.4)$$

Геометрические соотношения

$$\Gamma_{13} = \frac{\partial w}{\partial x} + \Omega_2; \quad \Gamma_{23} = \frac{\partial w}{\partial y} - \Omega_1; \quad k_{11} = \frac{\partial \Omega_1}{\partial x}; \quad k_{22} = \frac{\partial \Omega_2}{\partial y}; \quad k_{12} = \frac{\partial \Omega_2}{\partial x}; \quad k_{21} = \frac{\partial \Omega_1}{\partial y} \quad (2.5)$$

Здесь $N_{i3}; L_{ii}; L_{ij}; \Gamma_{i3}; k_{ii}; k_{ij}$ – усредненные усилия, моменты, деформации, изгибание и кручение; w – прогиб, Ω_i – повороты точек базовой плоскости пластинки. Вопрос о граничных условиях континуальной двумерной теории микрополярных пластин можем определить, построив погранслои [2] вблизи боковой поверхности многослойной пластинки и изучая задачу сращивания внутренней задачи и погранслоя.

3. Континуальная теория многослойных микрополярных пластин со стесненным вращением. Теперь, будем полагать, что безразмерные физические параметры (1.3) представимы в виде:

$$\frac{a^2 \mu_1}{\gamma_i} \sim \delta^{-2} \gamma_*; \quad \frac{a^2 \mu_1}{\beta_i} \sim \delta^{-2} \beta_*; \quad \frac{a^2 \mu_1}{\varepsilon_i} = \delta^{-2} \varepsilon_*; \quad \frac{\mu_1}{\mu_i} \sim 1; \quad \frac{\alpha_i}{\mu_i} \sim 1. \quad (3.1)$$

где $\gamma_*, \beta_*, \varepsilon_*$ — величины порядка единицы.

В этом случае для краевой задачи (1.1), (1.2) имеет место отличное от (2.2) асимптотика. В выражении (1.4) для q , на этот раз, будем иметь (для задачи изгиба):

$$\begin{aligned} q=0 & \text{ для } \bar{\sigma}_{33}, \bar{\mu}_{3i}, \bar{\mu}_{i3} \quad (i=1;2) \\ q=1 & \text{ для } \bar{\sigma}_{i3}, \bar{\sigma}_{3i} \quad (i=1;2); \quad \bar{\mu}_{mn} (mn:11;22;33;12;21) \\ q=2 & \text{ для } \bar{\sigma}_{mn} (mn:11;22;12;21); \quad \bar{u}_i (i=1;2); \quad \bar{\omega}_3; \\ q=3 & \text{ для } \bar{u}_3; \quad \bar{\omega}_i \quad (i=1;2) \end{aligned} \quad (3.2)$$

Отличительными особенностями для этой асимптотики являются:

А) повороты точек слоев пластинки выражаются через перемещения;

Б) часть величин, определяющих задачу, объединяются, и в рамках этих величин приходим к двумерной континуальной теории многослойных микрополярных пластин. А для отдельных величин ($\mu_{33}^i, \mu_{31}^i, \mu_{32}^i$) — приходим к отдельным дифференциальным уравнениям (типа обыкновенного, где координаты x, y выступают как параметры) относительно поперечной координаты z .

Здесь, как главный результат, приведем определяющая система двумерных уравнений для исходного асимптотического приближения внутренней задачи, т. е. определяющая система континуальной двумерной теории изгиба многослойных микрополярных пластин со стесненным вращением:

Уравнения равновесия

$$\begin{aligned} \frac{\partial(L_{11} - M_{12})}{\partial x} + \frac{\partial(L_{21} - M_{22})}{\partial y} + aN_{23} &= 2ap_2 - \frac{m_1}{\mu_1}; \\ \frac{\partial(L_{12} + M_{11})}{\partial x} + \frac{\partial(L_{22} + M_{21})}{\partial y} - aN_{13} &= -2ap_1 - \frac{m_2}{\mu_1} \\ \frac{\partial N_{13}}{\partial x} + \frac{\partial N_{23}}{\partial y} &= -2ap_3. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Физические соотношения

$$\begin{aligned} M_{11} &= \sum_{i=-m}^n \frac{2E_i h_i^3}{3(1-\nu_i^2)} \left[\frac{\partial \beta_1}{\partial x} + \nu_i \frac{\partial \beta_2}{\partial y} \right] (1 \leftrightarrow 2), \\ M_{12} &= \sum_{i=-m}^n \frac{E_i h_i^3}{3(1+\nu_i)} \left(\frac{\partial \beta_2}{\partial x} + \nu_i \frac{\partial \beta_1}{\partial y} \right) - hm_3 + \frac{1}{2} L_{33}, \\ M_{21} &= \sum_{i=-m}^n \frac{E_i h_i^3}{3(1+\nu_i)} \left(\frac{\partial \beta_2}{\partial x} + \nu_i \frac{\partial \beta_1}{\partial y} \right) + hm_3 - \frac{1}{2} L_{33}, \\ L_{11} &= \sum_{i=-m}^n 4h_i \gamma_i \frac{\partial \Omega_1}{\partial x} + \sum_{i=-m}^n \frac{\beta_i}{2\gamma_i + \beta_i} L_{33} \quad (1 \leftrightarrow 2), \\ L_{12} &= \sum_{i=-m}^n 2h_i (\gamma_i + \varepsilon_i) \frac{\partial \Omega_2}{\partial x} + \sum_{i=-m}^n 2h_i (\gamma_i - \varepsilon_i) \frac{\partial \Omega_1}{\partial y} \quad (1 \leftrightarrow 2) \end{aligned} \quad (3.4)$$

Геометрические соотношения

$$\Omega_1 = -\beta_2 = \frac{\partial w}{\partial y}, \quad \Omega_2 = \beta_1 = -\frac{\partial w}{\partial x}. \quad (3.5)$$

4. Континуальная теория многослойных микрополярных пластин «с малой сдвиговой жесткостью». Предположим, что физические безразмерные параметры материала (1.3), теперь, представимы в виде

$$\frac{a^2 \mu_1}{\gamma_i} \sim 1; \quad \frac{a^2 \mu_1}{\beta_i} \sim 1; \quad \frac{a^2 \mu_1}{\varepsilon_i} = 1; \quad \frac{\mu_1}{\mu_i} \sim 1; \quad \frac{\alpha_i}{\mu_i} \sim \delta^2 \alpha_*. \quad (4.1)$$

В выражении (1.4) для величин q имеем

$$\begin{aligned} q=0 & \text{ для } \bar{\sigma}_{33}^i, \\ q=1 & \text{ для } \bar{\sigma}_{31}^i, \bar{\sigma}_{32}^i, \bar{\sigma}_{13}^i, \bar{\sigma}_{23}^i, \bar{\mu}_{33}^i, \\ q=2 & \text{ для } \bar{\sigma}_{11}^i, \bar{\sigma}_{22}^i, \bar{\sigma}_{12}^i, \bar{\sigma}_{21}^i, \bar{u}_1^i, \bar{u}_2^i, \bar{\mu}_{31}^i, \bar{\mu}_{32}^i, \bar{\mu}_{13}^i, \bar{\mu}_{23}^i, \omega_3^i, \\ q=3 & \text{ для } \bar{u}_3^i, \omega_1^i, \omega_2^i, \bar{\mu}_{11}^i, \bar{\mu}_{22}^i, \bar{\mu}_{12}^i, \bar{\mu}_{21}^i. \end{aligned} \quad (4.2)$$

Отметим, что при асимптотике (4.1), (4.2) в получаемых двумерных уравнениях величины «чисто моментного» происхождения отделяются и образуют отдельную систему уравнений. Для «силовой» части задачи получим своеобразную сдвиговую теорию многослойных микрополярных пластин.

Сформулируем эти отдельные группы уравнений.

Уравнения «чисто моментной» части задачи многослойных микрополярных пластин:

Уравнения равновесия

$$\begin{aligned} \frac{\partial L_{11}}{\partial x} + \frac{\partial L_{21}}{\partial y} &= -2m_1; \\ \frac{\partial L_{12}}{\partial x} + \frac{\partial L_{22}}{\partial y} &= -2m_2. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Соотношения упругости

$$\begin{aligned} L_{11} &= \sum_{i=-m}^n h_i \left[\frac{4\gamma_i(\gamma_i + \beta_i)}{2\gamma_i + \beta_i} k_{11} + \frac{2\beta_i\gamma_i}{2\gamma_i + \beta_i} k_{22} \right]; \\ L_{22} &= \sum_{i=-m}^n h_i \left[\frac{4\gamma_i(\gamma_i + \beta_i)}{2\gamma_i + \beta_i} k_{22} + \frac{2\beta_i\gamma_i}{2\gamma_i + \beta_i} k_{11} \right]; \\ L_{12} &= \sum_{i=-m}^n h_i [(\gamma_i + \varepsilon_i) k_{12} + (\gamma_i - \varepsilon_i) k_{21}]; \\ L_{21} &= \sum_{i=-m}^n 2h [(\gamma_i + \varepsilon_i) k_{21} + (\gamma_i - \varepsilon_i) k_{12}]. \end{aligned} \quad (4.4)$$

Геометрические соотношения

$$k_{11} = \frac{\partial \Omega_1}{\partial x}; \quad k_{22} = \frac{\partial \Omega_2}{\partial y}; \quad k_{12} = \frac{\partial \Omega_2}{\partial x}; \quad k_{21} = \frac{\partial \Omega_1}{\partial y}. \quad (4.5)$$

Уравнения «чисто силовой» части задачи многослойных микрополярных пластин:

Уравнения равновесия

$$\frac{\partial N_{13}}{\partial x} + \frac{\partial N_{23}}{\partial y} = -p_3, \quad N_{31} - \frac{\partial M_{11}}{\partial x} - \frac{\partial H}{\partial y} = hp_1, \quad N_{32} - \frac{\partial H}{\partial x} - \frac{\partial M_{22}}{\partial y} = hp_2 \quad (4.6)$$

Соотношения упругости

$$N_{13} = \sum_{i=-m}^n 8h_i \alpha_i \Gamma_{13} - N_{31}, \quad N_{23} = \sum_{i=-m}^n 8h_i \alpha_i \Gamma_{23} - N_{32},$$

$$M_{11} = - \sum_{i=-m}^n \frac{2E_i h_i^3}{3(1-\nu_i^2)} (K_{11} + \nu_i K_{22}) (1 \leftarrow 2), \quad M_{12} = M_{21} = H = \sum_{i=-m}^n \frac{4\mu_i h_i^3}{3} K_{12} \quad (4.7)$$

Геометрические соотношения

$$\Gamma_{13} = \frac{\partial w}{\partial x} + \Omega_2, \quad \Gamma_{23} = \frac{\partial w}{\partial y} - \Omega_1, \quad K_{11} = \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}, \quad K_{22} = \frac{\partial^2 w}{\partial y^2}, \quad K_{12} = - \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y}. \quad (4.8)$$

Заключение

Представлен асимптотический подход построения математических моделей тонких микрополярных многослойных пластин. Существенным здесь является тот факт, что конкретный континуальный модель многослойных микрополярных пластин зависит от значений физических безразмерных параметров слоев пластинки, в которых входит также масштабный фактор. Это означает, на наш взгляд, что в зависимости от указанного масштабного фактора и тонкостенности слоистой пластинки, возможно применения построенных континуальных моделей многослойных микрополярных пластин при изучении задач структурной механики и в частности при изучении проблем микро- и наномеханики.

Список литературы

1. Морозов Н.Ф. Структурная механика материалов элементов конструкций. Взаимодействие нано-микро-мезо и макромасштабов при деформировании и разрушении// Известия РАН. Механика твердого тела. 2005. N4. С. 188-189.
2. Sargsyan S.H. On some Interior and Boundary Effects in Thin Plates Based on the Asymmetric Theory of Elasticity // Lecture Notes in Applied and Computational Mechanics. Vol. 16./Theories of Plates and Shells. Critical Review and New Applications. Springer. 2004. P. 201-210.

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ СВОЙСТВ ГАЛЬВАНИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ НА ОСНОВЕ МНОГОМЕРНОГО КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Смиловенко О. О., Жилинский О. В., Жорник В. И.,
Лактюшина Т. В.*, Хоружая Ю. С.

*Объединенный институт машиностроения НАН Беларуси,
*ИТМО НАН Беларуси,
Минск, Беларусь*

В связи с непрерывным развитием техники появляются все новые типы машин, при этом требования к их качеству постоянно возрастают, однако проблема поддержания устойчивой работоспособности машины актуальна как для существующего парка, так и для создающихся сегодня машин. Особенно важной становится эта задача в условиях сложившейся экономической нестабильности, когда соотношение «цена – качество» является практически главной характеристикой машины, а недостаточная надежность и частые отказы, и, следовательно, возрастающие расходы на ремонт и восстановление работоспособности, делают эксплуатацию машины экономически нецелесообразной. Таким образом, проблема прогнозирования надежности машин и разработки способов управления надежностью и качеством, начиная со стадии проектирования, и далее – при эксплуатации машины, является актуальной.

Рассмотрим более подробно структуру жизненного цикла сложной технической системы. Под жизненным циклом ТС понимается структура процесса ее разработки, производства и эксплуатации, охватывающего время от возникновения идеи создания системы до снятия ее с эксплуатации. Жизненный цикл, как правило, включает следующие стадии (фазы):

- I. Формирование требований к системе и разработку технического задания (ТЗ).
- II. Проектирование.
- III. Изготовление, испытания и доводку опытных образцов технической системы.
- IV. Серийное производство.
- V. Эксплуатацию и целевое применение.

На всех стадиях жизненного цикла системы присутствует необходимость решения задачи оценки качества ее функционирования. На стадиях I и II – это задачи, связанные с синтезом системы с заданными свойствами, прогнозированием параметров и характеристик будущей системы, сравнением альтернативных вариантов системы с целью найти наиболее соответствующий поставленным целям. На стадии III и IV необходима оценка выполнения системой ее функций и выбор рациональных параметров. На стадии V – эксплуатации системы – задача оценки качества функционирования присутствует в виде диагностирования состояния технической системы и управления ее параметрами с целью обеспечения работоспособности и надежности [1]. Процедура оценки качества функционирования технической системы с использованием метода статистического моделирования изложена ниже [2].

Пусть выбранный критерий работоспособности K (выходной параметр) зависит от ряда “внутренних” параметров системы

$$K = K(\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n), \quad (1)$$

где $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$ – конструктивные и эксплуатационно-технологические параметры, каждый из которых для конкретной системы в фиксированный момент времени может принимать любые значения из определенного для него интервала. Эти параметры обра-

зуют n -мерный многогранник объемом V , длина каждой из граней которого равна длине интервала соответствующего параметра в присущей ему размерности. Точки внутри данного многогранника характеризуют состояние системы по данному критерию при различных сочетаниях значений параметров.

Для реализации метода статистического моделирования в пространстве возможных изменений параметров выбираем N точек, для каждой из которых с помощью зависимости (1) находим значения критерия K . Значения критерия K располагаем в ряд по принципу возрастания. По полученной выборке значений строим кривую плотности распределения критерия $f(x)$. Таким образом, вводится понятие вероятностного критерия. Для каждого интервала Δ значений критерия K можно определить соответствующую вероятность $P = R \{ K \in \Delta \}$.

Большинство современных технических систем имеют в своем составе подвижные соединения деталей, образующие узлы трения различного типа. Развитие техники связано с повышением скоростей и нагрузок в узлах трения. Это обуславливает возрастающие требования к триботехническим и технологическим свойствам применяемых материалов. Выполнение этих требований возможно путем нанесения твердых износостойких покрытий. Среди разнообразных способов нанесения покрытий наибольшее распространение в промышленности получил метод электролитического осаждения металлов и сплавов. Хотя технологий осаждения качественных покрытий для повышения износо- и коррозионной стойкости деталей, электропроводности, паяемости, магнитных свойств и др. разработаны уже достаточно давно, резервы, связанные с улучшением этих функциональных характеристик, практически не исчерпаны [3].

Качественный смысл задачи создания любого покрытия всегда один и тот же: необходимо так выбрать параметры состава электролита и режимов технологии, чтобы в условиях производства устойчиво получать покрытие с заданными свойствами. Однако функционирование технологических систем по производству материалов происходит в условиях случайного изменения значений параметров системы под влиянием различных внешних и внутренних дестабилизирующих факторов. Случайность параметров технологической системы порождает случайность характеристик материала. Качество хромового покрытия зависит от химического состава электролита и режимов осаждения, каждый из этих параметров, в свою очередь, зависит от ряда факторов, обладающих стохастичностью. Химический состав электролита является случайной величиной, например, вследствие того, что имеются ошибки концентрации при приготовлении химических растворов. В процессе гальванического осаждения применяются различные поверхностно-активные вещества, характеристики которых не являются идентичными. Температура в зоне катода не может быть определена и установлена с высокой степенью точности, что также приводит к дрейфу этого параметра. Время выдержки детали в гальванической ванне в настоящее время определяется чаще всего экспериментальным путем, часто без учета взаимовлияния факторов, таких как химический состав ванны. На свойства получаемого хромового покрытия влияет также предварительная подготовка поверхности, как механическая обработка, так и химическая – обезжиривание, травление и т.д. Таким образом, параметры технологического процесса получения хромового покрытия не являются детерминированными, а имеют определенный интервал изменения, значения в котором располагаются случайным образом.

Целью настоящего исследования является прогнозирование свойств электролитического покрытия деталей подвески, в частности, цилиндра противодавления гидроамортизатора большегрузного автомобиля БелАЗ. К таким деталям предъявляются повышенные требования по точности изготовления и износостойкости. В качестве упрочняющего покрытия выбрано хромирование, позволяющее получить на поверхности тонкий, но достаточно твердый слой.

Исследование проводилось методом многомерного проектного синтеза на математической модели, содержащей уравнения, восстанавливающие взаимосвязи показателей качества хромовых покрытий с технологическими параметрами процесса их гальванического осаждения [4].

$$K_1 = 270,07 + 36,93P_1 - 3,92P_2 - 0,50P_1^2 - 0,45P_2^2 + 0,20P_1P_2;$$

$$K_2 = 53,75 - 1,5P_1 + 0,42P_2 + 0,011P_1^2 - 0,002P_2^2 - 0,0009P_1P_2;$$

$$K_3 = 0,00152P_2P_3K_2,$$

где $K_1(H_v)$ – микротвердость хромового покрытия, кГ/мм^2 ; $K_2(w)$ – выход металла по току, %; $K_3(h)$ – толщина покрытия, мкм ; P_1 – температура электролита, $^{\circ}\text{C}$; P_2 – плотность тока, А/дм^2 ; P_3 – время осаждения, мин.

Выбор технически оптимального варианта технологии осуществлен в результате решения обратной многокритериальной задачи в следующей постановке: определить номинальные значения технологических параметров $P_1 - P_3$ и максимально допустимые отклонения от номиналов, обеспечивающие выполнение требований по показателям качества $K_1 - K_3$. Сформировано трехмерное виртуальное пространство управляющих параметров объекта, ограниченное диапазонами максимально возможных изменений – технологических режимов независимых случайных величин $P_1 - P_3$:

$$P_1 = (30 \div 75) ^{\circ}\text{C}; \quad P_2 = (20 \div 40) \% ; \quad P_3 = (10 \div 30) \text{ мин.}$$

Пределы варьирования технологических параметров заданы разработчиком априори в предположении наличия в сформированном пространстве некоторого множества вариантов процесса электролитического осаждения хромового покрытия и, соответственно, вариантов покрытия с требуемыми свойствами. Из всего множества вариантов процесса были отобраны те, которые отвечают требованиям на показатели $K_1 - K_3$, в соответствии с которыми: микротвердость хромового покрытия, его толщина и выход металла по току должны находиться в следующих пределах: $H_v = 760 - 840 \text{ кГ/мм}^2$; $W = 9 - 25 \%$; $h = 10 - 50 \text{ мкм}$. Решение проводилось компьютерным методом многомерного проектного синтеза. Отличительными чертами этого метода являются полная формализация постановки и решения задачи и реализация стохастических подходов при системном виртуальном синтезе технически оптимального варианта гальванического процесса получения хромовых покрытий с заданными свойствами. Результаты решения приведены в табл. 1 и 2.

Таблица 1. Технически оптимальные технологические параметры процесса

№ п/п	Параметр	Номинал	Разрешенные поля отклонений
1	Температура электролита, $^{\circ}\text{C}$	35,3	$\pm 3,2$
2	Плотность тока, А/дм^2	21,9	$\pm 1,1$
3	Время осаждения, мин	26,7	$\pm 2,5$

Таблица 2. Значения показателей качества технически оптимального варианта

№ п/п	Показатель качества	Значения показателей			
		Техническое задание	Проект		
			Номинальное	Нижнее	Верхнее
1	Микротвердость (H_v), кГ/мм^2	760÷840	804,3	762,0	834,1
2	Выход металла по току (W), %	15÷25	22,0	19,4	24,8
3	Толщина покрытия (h), мкм	15÷25	19,5	15,2	25,0

Предоставляя разработчику сведения не только о номинальных значениях технологических параметров, но и о максимально допустимых отклонениях от номиналов, метод, тем самым, четко определяет границы действия компенсаторных механизмов, способных обеспечить 100%-ную воспроизводимость свойств хромового покрытия при реализации технически оптимального варианта процесса. Следует отметить, что такой объем информации не может предоставить ни один из методов синтеза, предлагаемых традиционной теорией и практикой проектирования [5].

Для процесса электролитического хромирования большое значение имеет вопрос повышения производительности, которое напрямую связано со снижением временных затрат на получение хромового покрытия требуемой толщины с заданными физико-механическими свойствами. При решении задачи в такой трактовке исходное пространство поиска было уменьшено за счет снижения верхнего предела по времени:

$$P_3(\tau, \text{мин}) = 10 \div 17 \text{ мин};$$

и найден технически оптимальный вариант процесса, обеспечивающий максимальную производительность при сохранении заданного уровня его качества. Результат расчета представлен в таблицах 3 и 4.

Таблица 3. **Технически оптимальные технологические параметры, обеспечивающие максимальную производительность процесса**

N п/п	Параметр	Номинал	Разрешенные поля отклонений
1	Температура электролита, °C	35,5	±2,4
2	Плотность тока, А/дм ²	22,6	±1,0
3	Время осаждения, мин	15,9	±1,1

Таблица 4. **Значения показателей качества технически оптимального варианта, обеспечивающего максимальную производительность процесса**

N п/п	Показатель качества	Значения показателей			
		Техническое задание	Проект		
			Номинальное	Нижнее	Верхнее
1	Микротвердость (H_v), кГ/мм ²	760÷840	794,0	760,2	820,4
2	Выход металла по току (W), %	9÷25	22,1	20,1	24,2
3	Толщина покрытия (h), мкм	10÷50	12,0	10,0	14,4

Возможность получения покрытия с заданными свойствами и выполнение требований к уровню воспроизводимости этих свойств определяются топологией виртуального пространства управляющих параметров, то есть конфигурацией, расположением и объемом диссипативных структур.

Графические представления, поясняющие сказанное, выполнены в виде дискретных (точечных) портретов трехмерного пространства управляющих параметров, сформированного по условиям (1). На рис. 1,а показана топология виртуального пространства параметров в случае, когда требования на показатели качества заданы следующим образом $H_v = 760\text{--}840$ кГ/мм²; $W = 9\text{--}25$ %; $h = 10\text{--}50$ мкм.

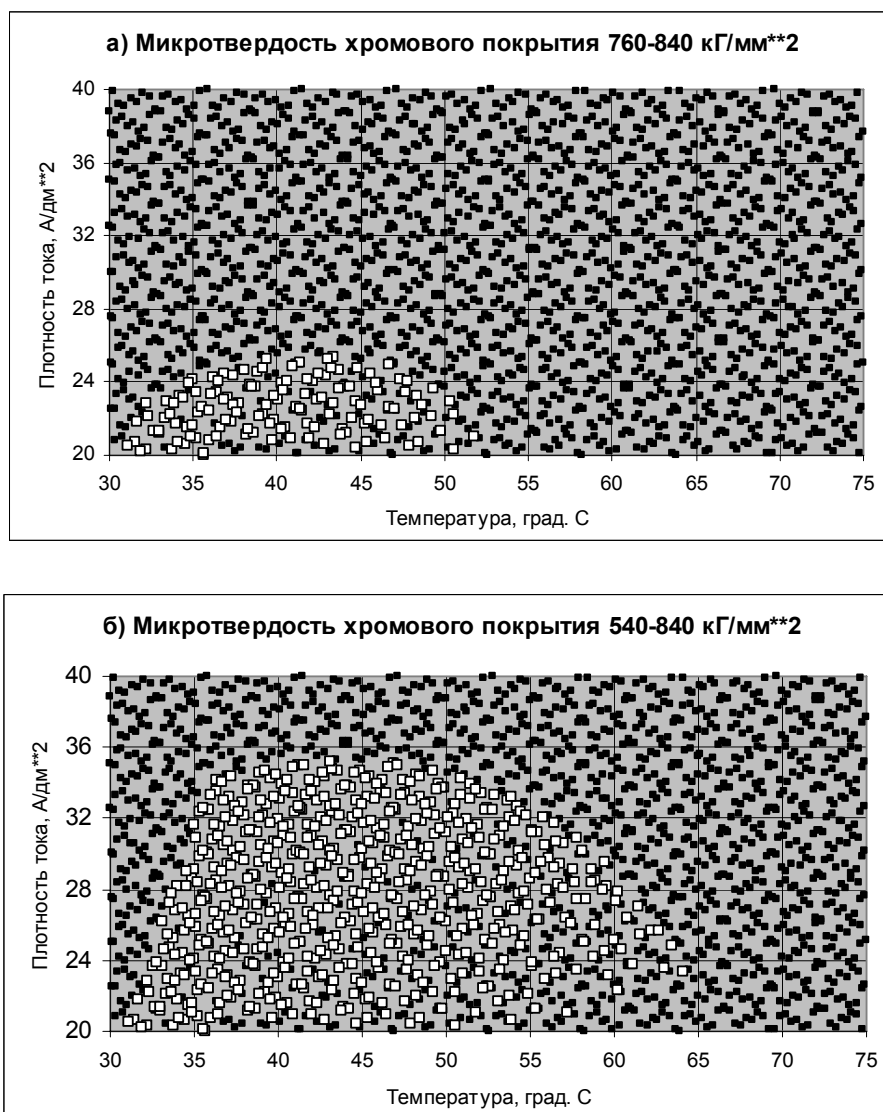


Рис. 1. Топология пространства управляющих параметров технологической системы «процесс электролитического нанесения хромистых покрытий»

Точки в объеме представляют множество возможных вариантов процесса, которые определены наборами значений технологических режимов и соответствующими им наборами значений показателей качества. Варианты технологии, обеспечивающие получение хромового покрытия с заданными свойствами, обозначены светлыми точками. Они группируются в объемы, внутри которых изменение технологических режимов не приводит к ухудшению качества покрытия. Все требования по уровню заданных свойств покрытия выполняются с вероятностью равной единице. Это области устойчивости, а объемы, где вероятность выполнения требований меньше единицы, – области неустойчивости.

При исследовании гальванического процесса нанесения хромового покрытия как многопараметрической стохастической и нелинейной технологической системы, было установлено, что параллелепипед управляющих параметров содержит большое число областей устойчивости и неустойчивости. Фрагментацию пространства технологических режимов определяет набор показателей качества и конкретные требования, предъявляемые к их уровню.

Если поменяются требования хотя бы на один из показателей качества (например, микротвердость $H_v = 540 \div 840$ кг/мм²), топология пространства управляющих параметров заметно изменяется (рис. 1,б). Теперь в нем содержится другое количество областей устойчивости, которые отличаются по форме и размерам, однако общие принципы формирования топологии сохраняется.

Выводы

Предложено решение многокритериальных задач, возникающих при исследовании и проектировании многопараметрической нелинейной стохастической технологической системы «хромовое покрытие» с заданными свойствами.

В результате проведенных исследований определены показатели качества хромового покрытия – толщина и микротвердость – при экономически оптимальном выходе металла по току. Показано, что назначение более жестких ограничений на показатели качества покрытия требует стабилизации режимов нанесения покрытия в более узких пределах допуска при выбранных номиналах их значений.

Список литературы

1. Смиловенко О.О. Разработка метода оценки качества функционирования технической системы // Машиностроение и техносфера XXI века: Сб. науч. тр. междунар. конф. (Донецк, 9-13 сент.2002 г.). - Донецк, 2002.- С. 112-117.
2. Жилинский О.В., Кузьмич К.К., Смиловенко О.О. Вероятностные критерии в задачах оптимизации и выбора параметров технических устройств: Оперативно-информ. материалы / ИНДМАШ АН БССР.- Минск, 1987.- 40 с.
3. Ковенский И.М., Поветкин В.В. Металловедение покрытий. - М.: Металлургия, 1982, 250с.
4. Гибкие автоматизированные гальванические линии. Под ред. Зубченко В.Л. М.:Машиностроение. 1989. – 442 с.
5. Витязь П.А., Жилинский О.В., Лактюшина Т.В. Компьютерная методология выбора технически оптимального варианта в многокритериальных задачах проектирования материалов. 23–28 августа 2004 г. Томск, Россия. – Физическая мезомеханика. – Т. 7. Спец. выпуск. Ч. 1. – С. 3–11.

УДК 539.376

О ПОСТРОЕНИИ КРИТЕРИЯ ПРОЧНОСТИ ПРИ СЛОЖНОМ НАГРУЖЕНИИ

Кадашев Ю. И., Помыткин С. П.

*Санкт-Петербургский государственный технологический университет
растительных полимеров, Санкт-Петербург
sppom@yandex.ru*

В работах [1–2] приведен обобщенный критерий разрушения, осуществляющий учет влияния скорости деформирования и позволяющий с единых позиций описать как кратковременную, так и длительную прочность металлов. В основу подхода была заложена идея В.В.Новожилова [3] о влиянии на прочность разрыхления материалов в процессе нагруже-

ния и деформирования и гипотеза О.Г.Рыбакиной о существенной роли микронапряжений при построении критерия прочности [4]. В данной статье указанные идеи использованы при анализе эндохронной теории неупругости, учитывающей микроразрушения.

1. В рамках концепции течения теория неупругости, учитывающая микроразрушения, была предложена в [5]. Определяющие соотношения этой теории имели следующий вид:

$$\varepsilon_{ij} = \rho \frac{d\sigma_{ij}^f}{d\mu} + \frac{\sigma_{ij}^f}{m}, \quad d\mu = \sqrt{d\sigma_{ij}^f : d\sigma_{ij}^f}, \quad (1)$$

$$\sigma_{ij} = 2G_1 \varepsilon_{ij} - \sigma_{ij}^f, \quad \sigma_{ij} = \tau \frac{d\varepsilon_{ij}^p}{d\lambda} + k_1 \varepsilon_{ij}^p, \quad d\lambda = \sqrt{d\varepsilon_{ij}^p : d\varepsilon_{ij}^p}, \quad (2)$$

где σ_{ij} , ε_{ij} , σ_{ij}^f – девиаторы тензоров локальных напряжений, локальных деформаций и локальных микроразрушений, τ – предел текучести материала, ρ – локальный предел разрушения, G_1 – модуль сдвига, k_1 – коэффициент упрочнения, m – постоянный параметр. При этом

$$\sigma_{ij} = 2G_2 \varepsilon_{ij}^e, \quad \varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^e + \varepsilon_{ij}^p + \varepsilon_{ij}^o. \quad (3)$$

Здесь ε_{ij}^p – девиатор пластических деформаций, G_2 – параметр материала, а под ε_{ij}^o понимаются деформации, отвечающие значению ρ , при котором произошел разрыв упругих связей. Этой теории отвечает одномерная модель, представленная на рис. 1.

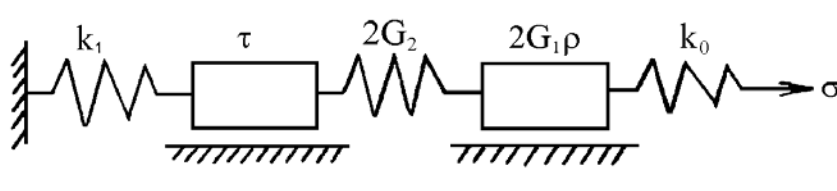


Рис. 1.

Для этой модели

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{\sigma}{k_0}, \quad k_0 = 2G_1, \quad \varepsilon \leq \rho, \\ k_0 &= 2G_1 - m + \frac{m\rho}{\varepsilon_i}, \quad \varepsilon_i \geq \rho, \\ \varepsilon_{ij} &= \langle \varepsilon_{ij} \rangle, \quad \langle \varepsilon_{ij}^p \rangle = \int_0^\infty \varepsilon_{ij}^p d\Phi(\rho), \quad \langle \sigma_{ij} \rangle = \int_0^\infty \sigma_{ij} d\Phi(\rho), \end{aligned} \quad (4)$$

$\langle \bullet \rangle$ – знак операции осреднения, а интегральная функция распределения $\Phi(\rho)$ считается известной.

2. Следуя идеям построения эндохронной теории неупругости [6], предложим следующий локальный эндохронный вариант теории неупругости (α – параметр эндохронности):

$$\dot{\varepsilon}_{ij}' + \alpha \rho \frac{d\varepsilon_{ij}'}{dR} = \rho \frac{dR_{ij}'}{dR} + \frac{2G_1}{m} R_{ij}', \quad (5)$$

$$R_{ij}' = 2G_1 \varepsilon_{ij}' - (1 - \alpha) \sigma_{ij}', \quad dR = \sqrt{dR_{ij}' : dR_{ij}'}, \quad 0 \leq \alpha \leq 1.$$

К этим соотношениям необходимо добавить уравнения, определяющие дилатацию материала. Используя результаты, опубликованные в [7], примем, что

$$\beta(R_0) = \frac{dR_0}{dR}, \quad R_0 = \varepsilon_0 - \frac{k_1}{k} \sigma_0,$$

$\varepsilon_0 = \varepsilon_{ii}$ – мера разрыхления материала, $\sigma_0 = \sigma_{ii}$ – первый инвариант тензора напряжений, функция β определяется на основе анализа экспериментальных данных.

Критерий разрушения формулируем следующим образом. Считаем, что разрушение материала происходит в случае, когда

1 – разрыхление достигает своего критического значения $\varepsilon_0 = \varepsilon_{кр}$;

2 – работа напряжений τ_{ij} на деформациях разрушения ε_{ij}^o достигает своего критического значения $dA = \tau_{ij} d\varepsilon_{ij}^o$, $A = A_{кр}$.

Список литературы

1. Новожилов В.В., Кадашевич Ю.И., Рыбакина О.Г. Разрыхление и критерий разрушения в условиях ползучести // Доклады АН СССР. 1983. Т.270. N4. С.831-835.
2. Кадашевич Ю.И., Новожилов В.В., Рыбакина О.Г. Разрыхление и перспективы построения критерия прочности при сложном нагружении с учетом ползучести // Известия АН СССР. Механика твердого тела. 1986. N5. С.108-114.
3. Новожилов В.В. О пластическом разрыхлении // Прикладная математика и механика. 1965. N4. С.681-689.
4. Кадашевич Ю.И., Новожилов В.В. Теория пластичности и ползучести металлов, учитывающая микронапряжения // Известия АН СССР. Механика твердого тела. 1981. N5. С.99-110.
5. Кадашевич Ю.И. Теория пластичности и ползучести, учитывающая микроразрушение // Доклады АН СССР. 1982. Т.266. N6. С.1341-1344.
6. Кадашевич Ю.И., Помыткин С.П. Анализ сложного нагружения при конечных деформациях по эндохронной теории неупругости // Прикладные проблемы прочности и пластичности. Москва: КМК, 1998. Вып.59. С.72-76.
7. Кадашевич Ю.И., Помыткин С.П. Анализ эндохронных вариантов теории неупругости уплотняемых материалов // Механизмы деформации и разрушения перспективных материалов: тр. XXXV семинара "Актуальные проблемы прочности", 15-18 сентября 1999г., Псков. Ч.II. С.582-586.

УДК 517.958:539.3; 621.78; 691:620.1

КОМПЛЕКСНАЯ МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА ИНДУКЦИОННОЙ ЗАКАЛКИ

Кундас С. П., Иванов Д. Г., Лемзиков А. В.

*Международный государственный экологический университет им. А.Д. Сахарова
Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
Минск, Беларусь*

Введение

Целью индукционной закалки является увеличение твердости поверхностных слоев детали посредством быстрого нагрева и последующего охлаждения. Желаемый эффект упрочнения достигается с помощью изменения микроструктуры стали. Однако, несмотря на то, что этот процесс успешно применяется в промышленности на протяжении многих лет, актуальной по-прежнему остается задача оптимального его управления и обеспечения необходимого качества термообрабатываемых деталей. Это обстоятельство связано с повышением требований к надежности и материалоемкости продукции, что, в свою очередь, вызывает увеличение сложности геометрии, уменьшение толщины конструктивных элементов деталей.

Перспективным инструментом решения названных задач является применение методов компьютерного моделирования для оптимизации технологических режимов закалки, а также их объединение с системами управления технологическим оборудованием [1].

С точки зрения физики индукционной термообработки, этот технологический процесс весьма сложен и включает в себя целый ряд явлений, который находятся в тесной взаимосвязи друг с другом (рис. 1).

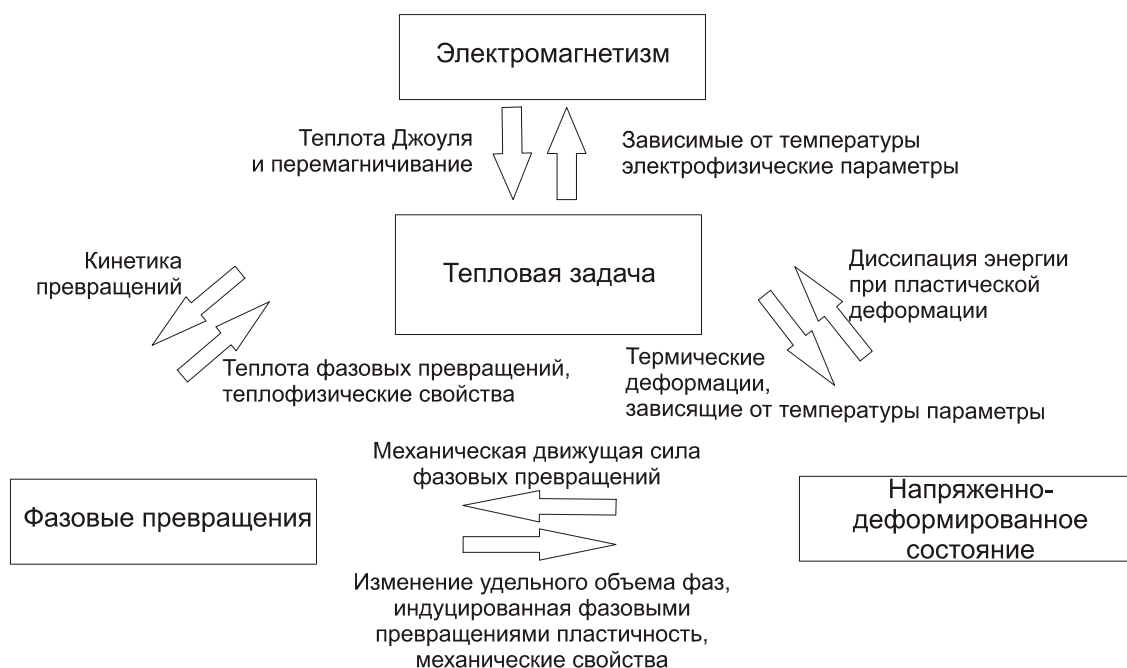


Рис. 1. Наиболее существенные физические явления, имеющие место при индукционной термообработке

Для обеспечения необходимой точности результатов моделирования рассматриваемого процесса его математическое описание должно охватывать все значимые физические явления, которые оказывают как прямое, так и косвенное влияние на выходные свойства деталей.

Очевидно, что математическое описание индукционной закалки должно включать описание электромагнитных и тепловых явлений, а также модель фазовых превращений. Стоит также понимать, что на эксплуатационные свойства детали большое влияние оказывает напряженно-деформированное состояние (остаточные напряжения) вследствие суммирования этих напряжений с внешней нагрузкой. Более того, внутренние напряжения являются дополнительной движущей силой для фазовых превращений (рис. 1).

Электромагнитные явления

Модель электромагнитных явлений в системе «индуктор–среда–деталь» разработана на основе уравнений Максвелла, которые можно записать в виде следующей системы уравнений (без учета токов смещения, что справедливо для частот, на которых осуществляется индукционный нагрев) [2]:

$$j\omega\sigma\mathbf{A} + \operatorname{rot}\left(\frac{1}{\mu}\operatorname{rot}\mathbf{A}\right) + \sigma \operatorname{grad}V = 0, \quad (1)$$

$$\operatorname{div}(j\omega\sigma\mathbf{A} + \sigma \operatorname{grad}V) = 0. \quad (2)$$

где $\mathbf{A}$ – векторный магнитный потенциал, V – скалярный потенциал электрического поля, μ – магнитная проницаемость материала, σ – удельная электрическая проводимость материала, j – мнимая единица, ω – круговая частота тока в индукторе.

В такой постановке задачи имеется возможность расчета как источников теплоты в детали, так и распределения плотности тока, падения напряжений в индукторе, а также коэффициента полезного действия. При этом исходными электрическими параметрами являются только амплитудное напряжение, подаваемое на индуктор, и его частота.

Численная реализация системы уравнений (1) и (2) проведена с помощью метода конечных элементов (МКЭ).

Тепловая задача

Тепловое поле в детали описывается с помощью классического уравнения Фурье:

$$-\rho C \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (\lambda \nabla T) = -q, \quad (3)$$

где T – температура, ρ – плотность стали, C – теплоемкость, λ – теплопроводность, q – источники теплоты.

В качестве граничных условий для уравнения (3) приняты уравнения теплообмена конвекцией и излучением. В общепринятом виде эти условия могут быть записаны:

$$-\lambda \frac{dT}{dn} \Big|_{\Gamma_r} = \varepsilon_e \sigma_{SB} (T^4 - T_\infty^4) \quad (4)$$

$$-\lambda \frac{dT}{dn} \Big|_{\Gamma_c} = h(T - T_\infty) \quad (5)$$

где n – нормаль к граничной плоскости, ε_e – степень черноты тела, σ_{SB} – постоянная Стефана-Больцмана, h – коэффициент конвекции, T_∞ – температура окружающей среды.

В общем случае все коэффициенты уравнения (3) зависят от температуры. Это обстоятельство приводит к нелинейности и, вследствие этого, к необходимости использования итерационного алгоритма решения тепловой задачи. Более того, эти коэффициенты зависят от текущего фазового состава детали в каждой его точке, что определяет необходимость использования температурных зависимостей теплофизических свойств фаз в сочетании с правилом аддитивности, которое позволяет вычислять усредненное значение свойств детали. Экспериментальные данные, описывающие теплофизические свойства каждой из фаз, практически отсутствуют в доступной справочной литературе, однако в настоящее время для этих целей разработано специализированное программное обеспечение, например JMatPro [3], и эти характеристики можно получить расчетным путем.

Коэффициент конвекции в уравнении (5) существенно зависит от температуры, что является следствием сложной физической природы явления конвекции. Более того, этот коэффициент зависит и от геометрии детали. Поэтому на практике при расчетах целесообразно использовать интегрально усредненный коэффициент, который может быть вычислен исходя из данных справочной литературы или специально поставленных для этой цели экспериментов с последующим решением обратной тепловой задачи.

Фазовые превращения

Фазовые превращения можно аналитически или численно описать с помощью термокинетических (ТКД) (рис. 2, *а*) и изотермических диаграмм ИТД (рис. 2, *б*), которые строятся на основе экспериментальных исследований. Большинство вычислительных алгоритмов, применяемых для этих целей, построены на основе интеграла Шейля (переход от изотермических к неизотермическим условиям) и уравнений параметрического вида (уравнения Авраамии) [4]. В последнем случае предпочтительно построение модели на основе ИТД.

Однако существует целый ряд проблем, который ограничивает возможность применения такого подхода.

- Недостаток данных о растворимости фаз в зависимости от температуры. Вследствие этого, необходимо использование термодинамического аппарата для расчета превращений феррита и перлита. Более того, существует большая сложность в определении максимально возможной доли бейнита [5].
- Недостаток информации о влиянии особенностей микроструктуры (например, размера зерна).
- Отсутствие информации о влиянии механической движущей силы на фазовые превращения.
- Диаграммы фазовых превращений не отражают одновременный рост долей фаз (например, феррита и перлита, бейнита и перлита).

Поэтому, для решения этих проблем целесообразно применение специализированных моделей, позволяющей вычислять диаграммы охлаждения и нагрева для произвольной стали, основываясь на ее химическом составе, особенностях микроструктуры и напряженно-деформированном состоянии, которые базируются на основе теорий термодинамики и кинетики и могут применяться для вычисления [6]:

- инкубационного времени зарождения зерен каждой из фаз;
- скорости зарождения и типа геометрии зерен;
- скорости и механизма их роста;
- характерных точек фазовых превращений ($Ac3$, $Ac1$, Ms).

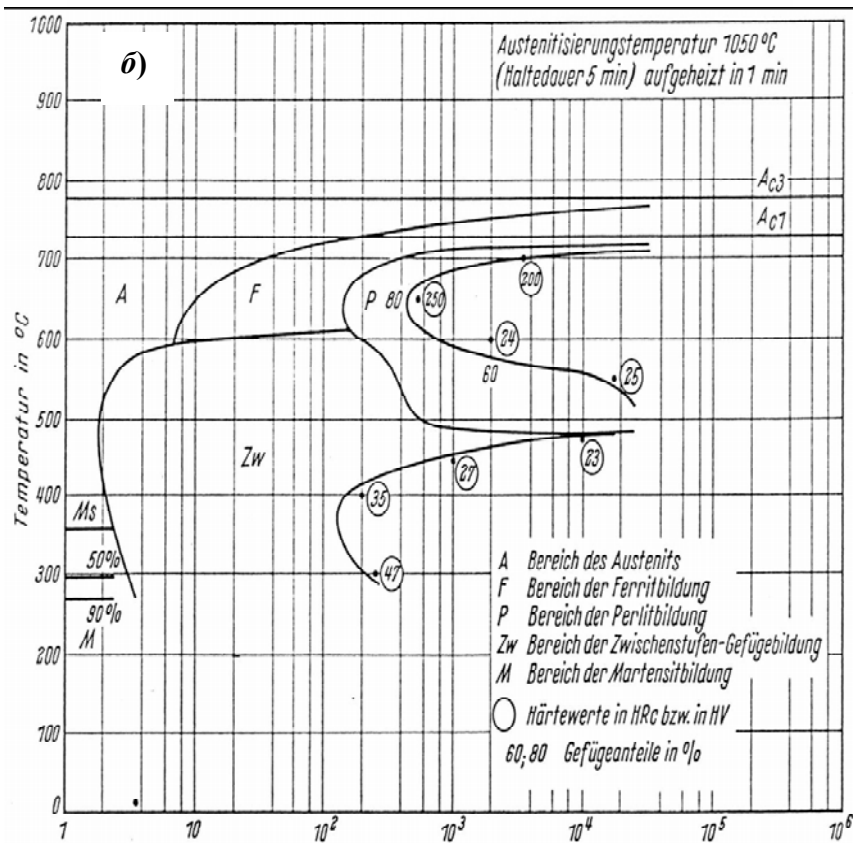
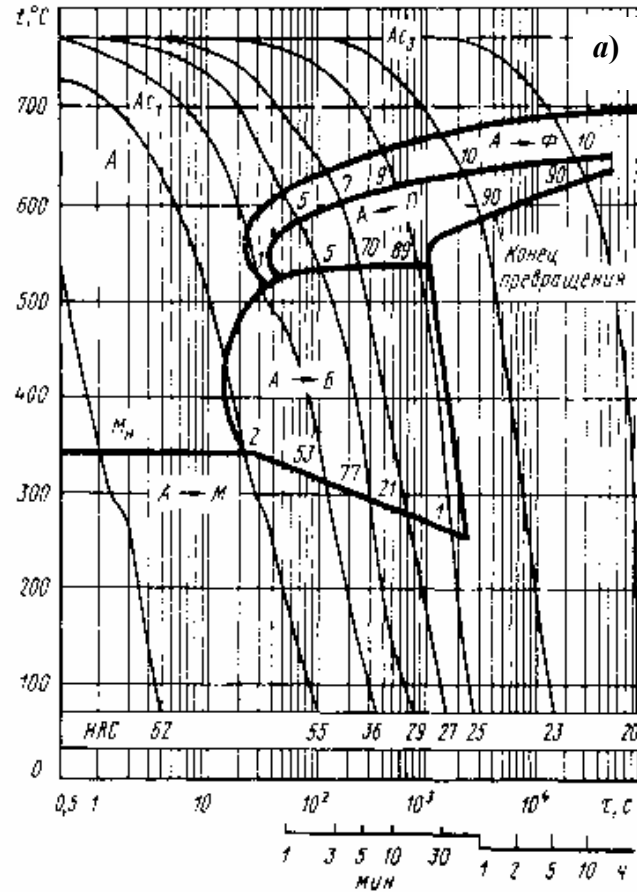


Рис. 2. Примеры характерных диаграмм фазовых превращений стали.
 а – ТКД охлаждения; б – ИТД охлаждения

Вычисления с помощью указанных выше моделей проводятся на основе термодинамических данных для сплавов с различным химическим составом с использованием CALPHAD метода [7]. Существует целый ряд вычислительных программ, которые реализуют этот метод (MTDATA, ThermoCalc и др.).

С другой стороны, с целью обобщения экспериментальных данных для дальнейшего предсказания характерных точек фазовых превращений (A_{c3} , A_{c1} , M_s), возможно использование и регрессионного анализа [8].

Применение нейронных сетей для определения параметров фазовых превращений

Как упоминалось выше, учет фазовых превращений при моделировании процесса закалки стальных деталей можно осуществлять на основе термокинетических диаграмм. В этом случае необходимо иметь информацию о температуре начала и конца аустенитного превращения (нагрев) и температуре начала мартенситного превращения (охлаждение).

Вычисление указанных параметров может быть проведено с использованием нейронных сетей. При этом в качестве входных данных выступает химический состав стали и скорость ее нагрева [9].

Нейросетевой подход имеет как преимущества, так и недостатки. Прежде всего, стоит отметить, что часто проблемой является отсутствие необходимого количества экспериментальных данных для обучения нейронной сети, что может привести к увеличению погрешности последующего прогнозирования. Однако решение этой проблемы позволяет, применяя нейросети, создать работающую «модель» в тех случаях, для которых не существует или сложна разработка точных физических моделей.

Кроме того, следует помнить, что к экспериментальным данным предъявляются требования равномерно и случайным образом покрывать все диапазоны изменений входных переменных. Если это условие не выполняется, то возможно возникновение неопределенностей в областях, где на этапе обучения существовала недостаточность, или наоборот, избыточность данных. Соблюдение указанных требований позволяет создать, обучить и использовать нейронные сети для определения критических точек фазовых превращений.

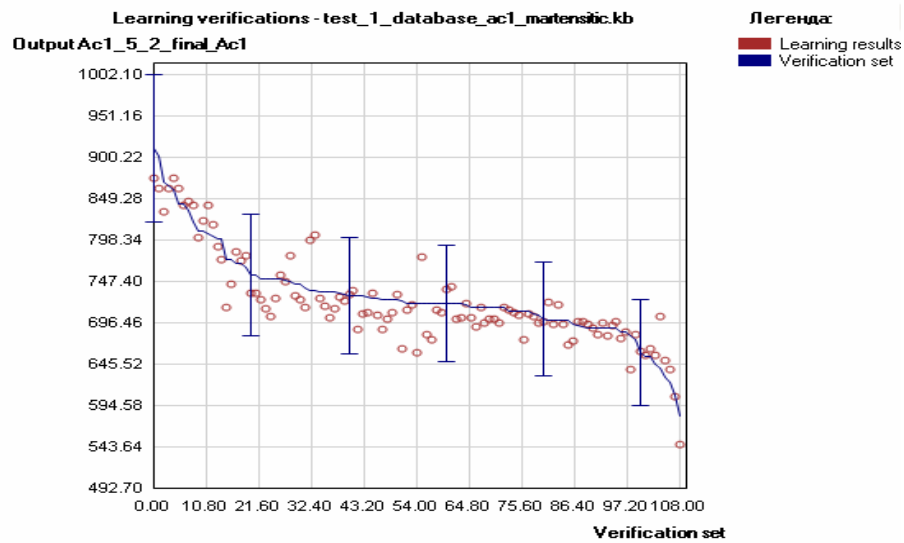
Для достижения лучшей точности последующей работы нейросетей целесообразно разделение решаемых задач, в частности создание трех отдельных нейронных сетей, которые позволяют вычислять значения точек A_{c1} , A_{c3} и M_s , соответственно. Такое разделение позволит избежать при обучении взаимного влияния различных данных друг на друга.

Ошибки прогнозирования в значительной степени зависят также и от структуры нейронной сети. Выбор структуры чаще всего представляет собой последовательное обучение и верификацию сетей с различной структурой и последующим определением наиболее оптимальной.

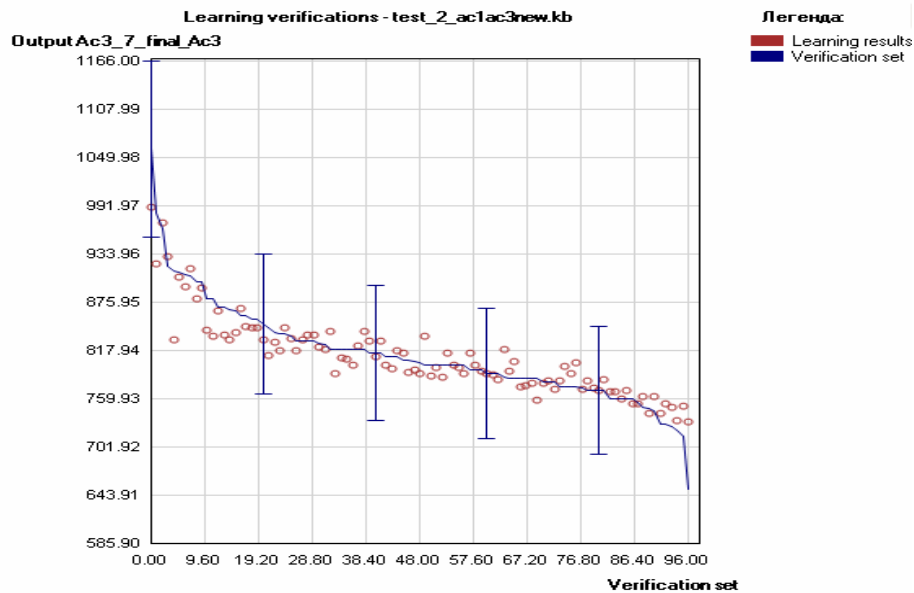
В результате проведенных исследований для решения рассматриваемой задачи были выбраны следующие структуры сетей: двухслойная сеть с 5 нейронами в первом слое и двумя – во втором – для прогнозирования точки A_{c1} ; однослойная сеть с 7 нейронами – для точки A_{c3} и двухслойная сеть с 5 и 9 нейронами в слоях, соответственно – для точки M_s .

Созданные нейронные сети верифицировались с использованием специальных баз данных, при этом для уменьшения погрешности соблюдалось условие различия набора данных для верификации и обучения. С этой целью экспериментальные данные были предварительно разделены на обучающие и тестовые наборы. В тестовый набор вошло примерно 10% экспериментальных значений.

a)



б)



в)

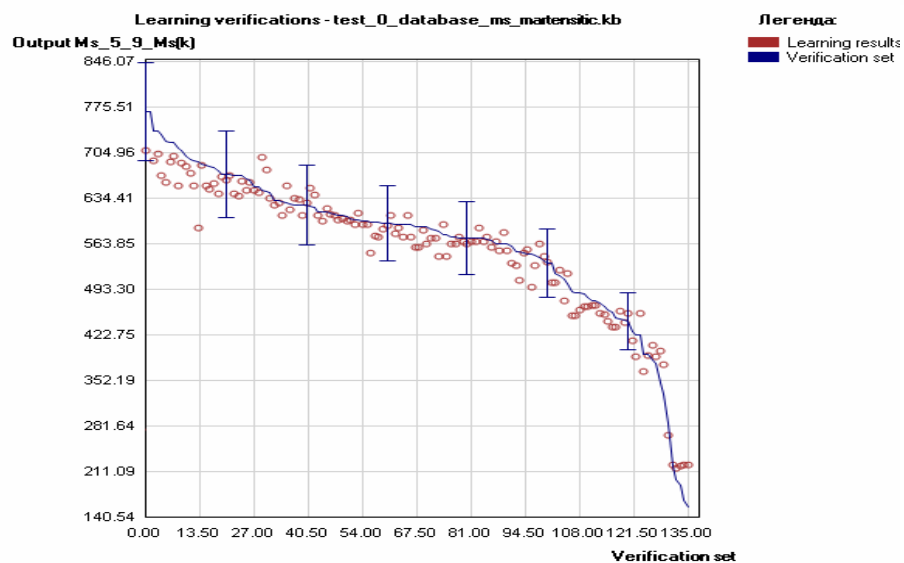


Рис. 3. Результаты верификации нейронных сетей.

a – для прогнозирования точки *Ac1*; *б* – для прогнозирования точки *Ac3*;

в – для прогнозирования точки *Ms*

Это позволило оценить ошибку прогнозирования обученной сети на ранее неизвестных для нее входных значениях. Результаты верификации сетей показаны на рис. 3, а для точки $Ac1$, рис. 3, б для $Ac3$ и рис. 3, в для M_s .

Как видно из приведенных результатов прогнозирования, их погрешность в основном не превышает 10%. Средняя ошибка составляет 5–6% для каждой нейросети. Следовательно, разработанные и обученные нейронные сети можно использовать для определения характерных точек фазовых превращений в сталях при решении различных теплофизических задач, в том числе для моделирования процесса индукционной закалки.

Напряженно-деформированное состояние

На рис. 4 приведена классификация напряжений, основанная на масштабе непрерывности:

- напряжения I рода изменяются непрерывно на протяжении макромасштабов детали (σ_{Macro});
- напряжения II рода изменяются непрерывно в масштабе размера зерна (σ_{II});
- напряжения III рода – атомный уровень (σ_{III}).

Разработанная модель направлена на анализ напряжений I рода, так как они оказывают непосредственное влияние на эксплуатационные характеристики детали. При этом учитываются три основные составляющие деформаций в процессе термообработки: термические напряжения; различие удельного объема и температурных коэффициентов расширения фаз; индуцированная фазовыми превращениями пластичность.

Таким образом, задача решается в пластической постановке с использованием критерия фон Мизеса для описания перехода в область пластического течения [10]. Описание упрочнения построено на основе теории изотропного упрочнения.

Численное решение приведенных выше задач осуществлено на основе J_2 -модели [10], не требующей разностной аппроксимации частных производных в тангенциальной матрице и обеспечивающей квадратичную сходимость итерационного алгоритма. Это обстоятельство уменьшает вычислительную сложность компьютерной модели.

Заключение

Предложена комплексная модель процесса индукционной закалки стальных деталей, обеспечивающая учет всех основных физических процессов, протекающих при термообработке, т.е. комплексное решение электромагнитной, тепловой и деформационной задач с учетом фазовых превращений, пластических деформаций и упрочнения. Для описания фазовых превращений разработана модель с применением нейронных сетей. В настоящее время осуществляется компьютерная реализация комплексной модели и проводится ее экспериментальная верификация, на основе которой возможна доработка и уточнение отдельных моделей и алгоритмов.

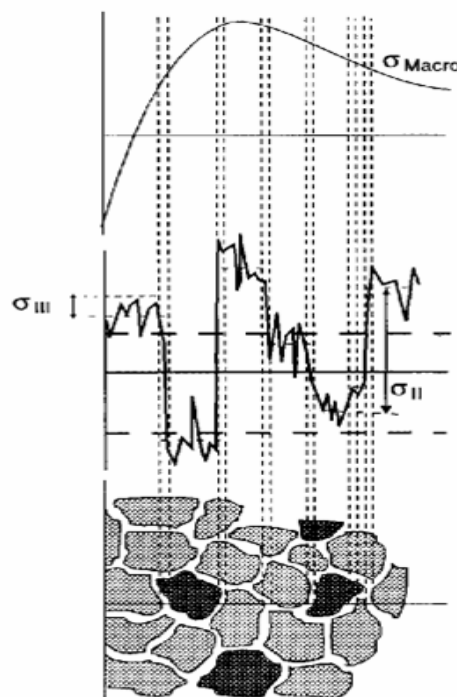


Рис. 4. Классификация напряжений

Список литературы

1. Кундас С.П. Компьютерное моделирование процессов термической обработки сталей. Мн.: Бестпринт, 2005. 313 с.
2. Кундас С.П., Гишкелюк И.А., Иванов Д.Г., и др. Математическое моделирование индукционной закалки с применением метода конечных элементов // Материалы Междунар. конф. «Актуальные проблемы теории и практики индукционного нагрева». СПб.: ГЭТУ «ЛЭТИ» 2005. с. 292-299.
3. Saunders N., Li X., Miodownik A., Schille J.-P. Materials Design Approaches and Experiences. (J.-C. Z. al., Ed.) Warrendale: PA:TMS. 2001. p. 85-96
4. Kurek K., Dołęga D. Modeling of Induction Hardening. // International Scientific Colloquium "Modeling for Electromagnetic Processing". Hannover. 2003. pp. 125-130
5. Reti T., Fried Z., Felde I. Computer simulation of steel quenching process using a multi-phase transformation model. Computational Materials Science. 2001. 261-278.
6. Bhadeshia H. Bainite in steels (2nd Edition). London: IOM Communications Ltd. 2001. 454 p.
7. Saunders N., Miodownik A. CALPHAD - Calculation of Phase Diagrams (Vol. 1). (R. Cahn, Ed.) Oxford: Elsevier Science. 1991. 132 p.
8. Bhadeshia H. Neural Networks in Materials Science. ISIJ International, 39, 1999, pp. 966-979.
9. Лемзиков А.В., Иванов Д.Г., Кундас С.П., Куцыло В.В. Применение нейросетей для определения характерных точек фазовых превращений в сталях с различным химическим составом // Информатика. Мн.: №1(13), 2007 – С. 89-97.
10. Zienkiewicz O.C., Taylor R.L. The Finite Element Method. Volume 2: Solid Mechanics (5th Edition). Butterworth-Heinemann. 2000. 476 p.

УДК 539.383:548.0

МОДЕЛИ ДВОЙНИКОВАНИЯ И ЗАЛЕЧИВАНИЯ ПОР ПРИ ПОЛУЧЕНИИ ОПТИЧЕСКИХ КЕРАМИК

Акчурин М. Ш., Закалюкин Р. М., Каминский А. А., Харченко Ю. В.

Институт кристаллографии РАН, Москва,

Akchurin@ns.crys.ras.ru

В настоящее время высокопрозрачные оптические керамики привлекают особое внимание исследователей. Наиболее качественные из них получают по VSN технологии (Vacuum sintering and nanotechnology) модифицированными методами химического осаждения и последующего вакуумного спекания [1]. Эти керамики практически не отличаются по плотности и прозрачности от соответствующих монокристаллов и заметно превосходят их по механическим характеристикам [2]. Среди наиболее ярких достижений следует отметить создание высокопрозрачных VSN-керамик на основе $Y_3Al_5O_{12}$ и RE_2O_3 ($RE=Y, Sc, Gd, Lu$) с генерирующим стимулированное излучение ионами Ln^{3+} [3]. Дешевая и практически не имеющая размерных ограничений лазерная керамика $Y_3Al_5O_{12} : Nd^{3+}$ может составить определенную конкуренцию самым используемым в квантовой электронике и лазерной инженерии монокристаллам $Y_3Al_5O_{12} : Nd^{3+}$, а лазерная $RE_2O_3 : Ln^{3+}$ – нанокристаллическая керамика вообще вне конкуренции, т.к. крупных монокристаллов RE_2O_3 высокого оптического качества известными ростовыми методами получить не удастся.

Несмотря на достигнутый прогресс в использовании, механизмы образования высокопрозрачных керамик остаются до конца не выясненными. В технологии получения

VSN-керамик важную роль играют процессы спекания, в результате которых обеспечиваются уплотнение керамики практически до плотности монокристалла и прозрачность межзеренных границ. Основными механизмами перемещения вещества в этом случае являются пластическая деформация и диффузия. В данной работе, главным образом, рассмотрены процессы пластической деформации. Поскольку дислокационная пластичность исследуемых материалов затруднена [4], то основное внимание уделено процессам двойникового, обеспечивающим залечивание пор и создание естественных кристаллографических границ.

В качестве объектов исследования были выбраны VSN-керамики, полученные на основе кубических оксидов $Y_3Al_5O_{12}$, Y_2O_3 , Lu_2O_3 . Методами растровой электронной и атомно-силовой микроскопии и микротвердости изучены особенности строения, деформации и свойства исследуемых нанокристаллических керамик. Проведенные на Lu_2O_3 -керамике и ранее на $Y_3Al_5O_{12}$ - и Y_2O_3 - керамиках исследования [2] показали, что микротвердость керамических образцов на 15–35%, а вязкость разрушения – в 2,5–4,5 раза выше, чем у монокристаллов.

Изучение тонкой морфологии травленных керамических образцов $Y_3Al_5O_{12}$, Lu_2O_3 и Y_2O_3 и их разломов выявило слоистую структуру всех зерен. [2,5] Толщина слоев примерно одинакова и составляет 100 нм. Изучение межзеренных границ показало, что они также имеют ярко выраженную полосчатую структуру. Тройные стыки зерен имеют примерно одинаковые углы $\sim 120^\circ$, что свидетельствует о сопряжении зерен по плоскостям (111), т.к. кубические структуры могут образовывать кристаллографические границы такой конфигурации, только соединяясь по октаэдру.

Анализ деформационной структуры и тонкой морфологии исследуемых керамик позволяют заключить, что слоистая структура зерен и полосчатость межзеренных границ связана с процессами двойникового по плоскости (111) в направлении [112], которые релаксируют напряжения при росте зерен и осуществляют пластическую деформацию при компактировании исследуемой керамики.

Двойникование кристаллов широко распространенное явление. Сдвойникованные кристаллы часто получаются во время роста, но их также можно сдвойниковать путем механического деформирования [6]. В отличие от пластической деформации скольжением, когда кристаллическая структура деформированной области сохраняет прежнюю ориентацию, при деформации двойникованием кристаллическая структура сдвойникованной области остается неизменной, но кристаллографическая ориентация ее относительно исходного кристалла изменяется. Пластическая деформация двойникованием заметно проявляется при высоких напряжениях, когда дислокационное скольжение затруднено. Двойник – это соединение двух кристаллических индивидов элементами симметрии, которых нет в данной структуре, при этом в одном и том же кристалле могут реализовываться несколько типов двойникования.

Ранее [7] нами была предложена модель возникновения и перемещения двойниковых границ, приводящая к образованию двойниковых прослоек в ГЦК структурах и показана хорошая корреляция с результатами, полученными при деформировании кристаллов сосредоточенной нагрузкой. Она основана на том, что в структурах, построенных на базе плотнейших шаровых упаковок, при сдвиговых деформациях возможно образование и перемещение двойниковых границ. Представим плотноупакованную структуру в виде последовательных слоев шаров А, В, С. В отличие от первых двух слоев А и В, третий слой может быть уложен принципиально в разных положениях: как и положение А так и в положение С. ГЦК структура отвечает последовательности ...АВСАВС..., гексагональная плотноупакованная структура – ...АВАВ.... При двойниковании ГЦК по плоскости (111) плотноупакованная кубическая структура переходит в плотноупакованную гексагональную структуру, т.е. плотнейшая упаковка сохраняется. Рассмотрим на примере:

А В С А В С А В С А В С А В С

к к к к к к к к к к к к к к к к к

I

место сдвига

шаг1

А В С А В С А С А В С А В С А

к к к к к к г г к к к к к к к к

Если сдвинуть один слой (перпендикулярно плоскости чертежа), например В, на расстояние $a/\sqrt{6}$ (где a – параметр элементарной ячейки), то получим нарушение последовательности чередования плотно упакованных слоев (шаг 1). При этом в кубической структуре (к) образуется вставка из гексагональной упаковки (г), которую можно рассматривать, как двойниковую границу. Модель образования однослойного двойника известна давно (см., например, [15]). Но, что же произойдет дальше, если достаточные напряжения будут продолжать действовать? В этом случае величина сдвига будет увеличиваться, причем, справа от первоначального сдвига слой С перейти в слой А не может (энергетически не выгодно), поэтому сдвиг происходит в следующем слое, аналогично и с левой стороны (шаг 2). При образовании сдвиговых деформаций от исходной позиции слева и справа имеем такую картину (шаги 3–4).

шаг2

С А В С А В А С В С А В С А В

к к к к к г к к г к к к к к к к

шаг3

В С А В С В А С В А В С А В С

к к к к г к к к к г к к к к к к

шаг4

А В С А С В А С В А С А В С А

к к к г к к к к к к г к к к к к

и т.д.

Если данная схема будет сохраняться, то мы имеем двухмерный дефект, который может перемещаться в кристалле перпендикулярно своему расположению, т.е. таким образом может перемещаться двойниковая граница. Реализация предлагаемого механизма (малые перемещения, но через один слой) может обеспечить большие деформации, например, до 20% при индентировании.

Совсем иная картина получается при реализации предложенного механизма двойникового в ГПУ структурах. Нарушение последовательности чередования плотно упакованных слоев в них можно также как и в ГЦК получить сдвигом, например, слоя А в положение С, т.е. в гексагональной структуре образуется вставка из кубической упаковки (смотри схему).

Если достаточные напряжения продолжают действовать, то следующий сдвиг может произойти только через два слоя от первоначального сдвига, т. к. предыдущим двум слоям С и А сдвигаться энергетически не выгодно и далее будет соблюдаться тот же порядок. Но, в отличие от кубических, в гексагональных кристаллах двойникование по предложенному механизму приводит к перестройке ГПУ в ГЦК структуру. Такая перестройка, сопровождающаяся фазовым переходом, требует дополнительных затрат энергии и не может обеспечить тех объемов пластической деформации, которые возможны в кубических кристаллах. По-видимому, именно с этим фактом, в первую очередь, связана сложность получения высокопрозрачных нанокристаллических керамик

из гексагональных кристаллов, а известные в настоящее время керамики лазерного качества изготовлены на основе кубических оксидов.

Схема образования и перемещения двойниковой границы в ГПУ структурах



Теперь остановимся на рассмотрении механизмов, которые обеспечивают предлагаемое образование и перемещение двойниковых границ. Сдвиг плотноупакованных слоев на расстояния равные $a/\sqrt{6}$, где a – параметр решетки, в направлении $[112]$ может осуществляться, согласно [7], по краудионному механизму [8]. Однако следует заметить, что краудионный механизм успешно применялся для описания перемещения материала в условиях высоких напряжений и низких температур [9, 10], а вакуумное спекание исследуемых керамик осуществляется при температурах 1500–1750 °С. Поэтому наиболее вероятное его участие в процессах двойникования до вакуумного спекания на стадии холодного прессования при 100–200 МПа.

Помимо краудионного, в массопереносе возможно также участие механизма восходящей диффузии [11, 12], особенно при высоких температурах. Роль силы f , выделяющей преимущественное направление диффузии атомов (точечных дефектов) в твердом теле, играет величина, пропорциональная градиенту напряжения $f \sim \gamma \Delta \sigma b$, где γ – активационный объем, $\Delta \sigma$ – градиент напряжений, b – межатомное расстояние. Согласно [13], в поле градиента напряжений перемещение материала будет происходить строго вдоль осей симметрии. При изучении антисимметрии пластической деформации монокристаллов $Y_3Al_5O_{12}$ [14] установлено, что при действии сосредоточенной нагрузки материал из-под индентора выносится по направлению $[110]$ и $[112]$. Одновременно происходит перемещение вакансий по тем же направлениям, но, наоборот, в область сжатия, причем элементы симметрии, по которым двигаются атомы, связаны с элементами симметрии, по которым двигаются вакансии, преобразованием антисимметрии. Это может заметно ускорить процессы залечивания пор.

Теперь рассмотрим возможность применения предлагаемых процессов двойникования кубических кристаллов для залечивания пор при заключительной стадии получения лазерной керамики – вакуумном спекании. Обычно пытаются получать частицы сферической формы для более плотной первоначальной упаковки. Представим спекаемые частицы в виде кубов, вписанных в сферы (рис. 1). Допустим, они соприкасаются вершинами, т.е. получаются наибольшие по размеру поры. Площадь соприкосновения даже микронных частиц друг с другом в начальный момент составляет доли квадратного микрона.

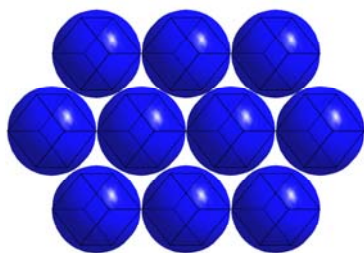


Рис. 1. Модель плотной упаковки сферических частиц.

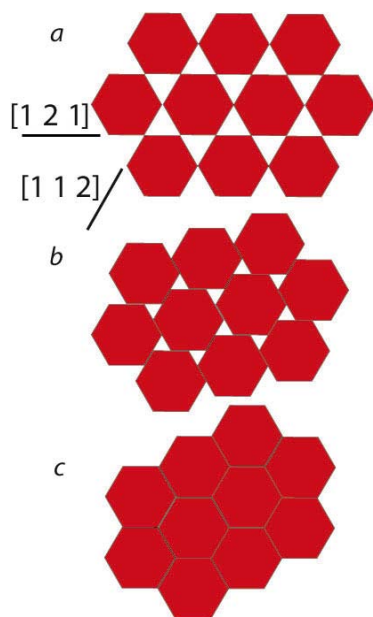


Рис. 2. Двухмерная модель заживления пор при пластической деформации двойникованием по системе (111) [112]:
 а) исходное состояние;
 б) промежуточное состояние компакта;
 в) образование беспористого монолита.

Для начала пластической деформации (достижения предела текучести) даже малопластичных кристаллов $Y_3Al_5O_{12}$, достаточно нагрузки в несколько десятков миллиграмм. Она легко достигается как за счет сил поверхностного натяжения, так и под собственным весом керамики. Неметаллические кристаллы кубической сингонии обычно двойнируются по плоскостям (111), так как они не теряют при двойниковании в плотности упаковки (кубическая плотнейшая упаковка переходит в гексагональную плотнейшую упаковку). Плоскость (111) является касательной в точке пересечения сферы с вершиной куба. Для большей наглядности спроектируем кубики на плоскость (111) и получим соприкасающиеся гексагоны (рис.2 а). При реализации предлагаемой модели двойникования по системе (111) [112] получаем залечивание пор за счет переноса материала, сопровождающегося поворотом решетки (рис.2 б, в).

Таким образом, приведенные результаты позволяют заключить, что основным механизмом пластической деформации при образовании VSN-керамик являются процессы двойникования. Предложенная модель образования и перемещения двойниковых границ, приводит к залечиванию пор при получении монолитных образцов.

Список литературы

1. Yanagitani T., Yagi H. Japanese Patents 10-101333 (1998) and 10-101411 (1998).
2. Каминский А.А., Акчурин М.Ш., Гайнутдинов Р.В., Такайчи А., Ширакава А., Яги Х., Янагитани Т., Уеда К. // Кристаллография. 2005. Т. 50. № 5. С. 935-939.
3. Lu J., Ueda K., Yagi H., et al. // Y. Alloys Comp. 2002. V. 341. № 1. P. 220; Kaminskii A.A. // Phys. Stat. Solidi (a): 2003. V. 200. № 2. P. 215;
4. Akchurin M.Sh., Regel V.R. // Chem. Rev., 1998, V. 23, P. 59-89
5. Акчурин М.Ш., Гайнутдинов Р.В., Каминский А.А. // Поверхность. 2006. № 9. С. 78-82
6. М.В. Классен-Неклюдова // Механическое двойникование кристаллов. 1960, Москва, Изд-во АН СССР, с. 261.
7. Акчурин М.Ш., Закалюкин Р.М. // Кристаллография. 2006. Т. 51. № 6. С. 1059-1062.
8. Контрова Т.А., Френкель Я.И. // ЖЭТФ, 1938, в. 1, с. 89-95.
9. Иденбом В.Л. // Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 12, в. 11, с. 526-528.
10. Velednitskay M.A., Rozhansky V.N., Comolova L.F., Saparin G.V., Schreiber J., Brumer D. // Phys. Stat. Sol. (a), 1975, v. 32, № 1, p. 123-132.
11. Gorsky W.S. // Phys. Z. Sov. 1935, v.8, p. 443-456.
12. Конобиевский С.Т. // ЖЭТФ. 1943, в. 6, с. 201-214.
13. Акчурин М.Ш., Галиулин Р.В. // Кристаллография, 1998. Т. 43. № 3. С. 493-495
14. Галиулин Р.В., Сигарев С.Е. // Докл. АН СССР, 1987, т. 293, № 1, с. 99-102.

УДК 539.3

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗРУШЕНИЯ ХРУПКОЙ РАЗНОСОПРОТИВЛЯЮЩЕЙСЯ СРЕДЫ ПРИ ИНДЕНТИРОВАНИИ ЖЕСТКИМ УДАРНИКОМ

Садырин А. И., Пирогов С. А.

НИИ механики Нижегородского госуниверситета им. Н. И. Лобачевского,
Нижний Новгород,
sadyrin@dk.mech.unn.ru

Во многих актуальных прикладных задачах требуется моделирование динамического деформирования и разрушения малопластичных разносопротивляющихся материалов типа бетонов, скальных и полускальных горных пород, твердых керамик, графитов и др., соударяющихся с жесткими ударниками. В этой связи, в настоящее время активно развиваются модели поведения разносопротивляющихся сред, основанные на соотношениях дифференциальных теорий пластичности с одной или несколькими предельными поверхностями, что позволяет достаточно полно и адекватно учесть физическую нелинейность, трещинообразование и разрушение материала в условиях многоосного напряженного состояния с учетом зависимости прочностных свойств от скорости деформирования. Краткий обзор моделей подобных сред содержится в работах [1–5].

Следуя работе [5], приведем основные уравнения упругопластического деформирования и разрушения разносопротивляющихся материалов. Для девиаторных составляющих тензоров напряжений и деформаций вводятся три предельных поверхности: поверхность текучести среды с частичными повреждениями структуры, поверхность разрушения, и поверхность текучести среды с полностью нарушенной структурной прочностью. В зависимости от текущего уровня напряженно-деформированного состояния, процессов деформирования и разрушения среды, предшествующих текущему моменту времени, модель разносопротивляющейся среды включает следующие варианты состояния среды с соответствующими конституционными уравнениями поведения.

Состояние (А) упругого деформирования описывается законом Гука для изотропной однофазной среды. Зона упругого поведения материала ограничивается уравнением поверхности текучести с частичными повреждениями структуры следующего вида:

$$F_p(\sigma_{ij}, \dot{\epsilon}, \vartheta, \omega) = \tilde{\sigma}_i - \left(A_p - \frac{B_p \tilde{I}}{1 - \gamma B_p \tilde{I}} \right) \beta(\varphi) q(\omega, \vartheta) = 0, \quad (1)$$

Здесь $\tilde{\sigma}_i$ и $\tilde{I}$ – интенсивность девиатора напряжений $\sigma_i = \sqrt{1,5 \sigma'_{ij} \sigma'_{ij}}$ и первый инвариант тензора напряжений $I = \sigma_{ij} \delta_{ij}$, соответственно, отнесенные к величине предела прочности при одноосном сжатии σ_c ; ϑ – параметр упрочнения; $\omega \in [0, 1]$ – параметр поврежденности; $\beta(\varphi)$ – функция, описывающая влияние угла φ фазы девиатора напряжений; A_p, B_p, γ – функции скорости деформаций $\dot{\epsilon}$, определяемые через экспериментальные данные о пределах текучести при одноосном сжатии σ_{Tc}^0 и одноосном растяжении σ_{Tp}^0 .

Состояние (В) соответствует процессу равновесного упругопластического деформирования среды с законом течения, ассоциированным с уравнением поверхности те-

кучести (1). Неубывающая функция $q(\vartheta)$ описывает изотропное деформационное упрочнение, которому и сопутствует процесс накопления частичных повреждений материала. Количественно повреждения описываются скалярным параметром поврежденности $0 \leq \omega \leq 1$, при вычислении которого используется схема линейного суммирования повреждений. Разрушение среды наступает при выполнении равенства $\omega = 1$, соответствующего условию достижения текущей поверхностью текучести (1) в точке нагружения поверхности разрушения, задаваемой в следующем виде

$$F_f(\sigma_{ij}, \dot{\epsilon}) = \tilde{\sigma}_i^2 + \frac{C_f}{f(\varphi)} \tilde{\sigma}_i + B_f \tilde{I} - A_f = 0. \quad (2)$$

Здесь $f(\varphi)$ – функция, описывающая влияние угла φ фазы девиатора напряжений, A_f, B_f, C_f – функции скорости деформаций $\dot{\epsilon}$, определяемые через экспериментальные данные о пределах прочности при одноосном сжатии σ_c , одноосном растяжении σ_p и двухосном сжатии σ_{cc} .

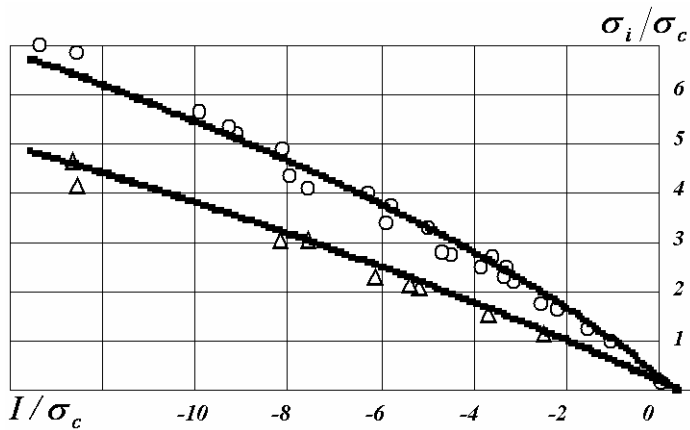


Рис. 1.

На рис. 1 представлено сравнение экспериментальных данных [6,7] по разрушению бетона для двух предельных значений угла φ , т. н. меридианов растяжения и сжатия, с предсказаниями уравнения (2). Наблюдается удовлетворительное количественное и качественное согласие экспериментальных расчетных данных, а также существенное влияние вида напряженного состояния, оказываемое на разрушающие напряжения. Согласование расположения поверхно-

сти текучести (1) в пространстве напряжений относительно поверхности разрушения (2) осуществляется по предельному уровню необратимых деформаций при разрушении, вычисляемых на основе экспериментальной аппроксимации диаграммы деформирования. Хорошую аппроксимацию реальных диаграмм деформирования материалов типа бетонов, скальных и полускальных горных пород дает следующая зависимость:

$$\sigma_{Tc}(e_i) = \sigma_{Tc}^0 + \frac{3GC_p(e_i - e_{i0})}{C_p + (e_i - e_{i0})}. \quad (3)$$

Здесь σ_{Tc} , $\sigma_{Tc}^0(I)$ – текущий и начальный пределы упругости; G – модуль сдвига; e_{i0} , e_i – интенсивности девиатора деформаций на пределе упругости $\sigma_{Tc}^0(I)$ и в текущем состоянии, соответственно; C_p – константа аппроксимации экспериментальной диаграммы деформирования $\sigma_{Tc}(e_i)$.

Состояние (C), соответствующее поведению материала в разрушенном состоянии, описывается моделью упругопластической среды с нулевым сопротивлением растяжению. Закон течения ассоциируется с поверхностью текучести среды с полностью нарушенной структурной прочностью, предложенной в работе [1] для описания поведения фрагментированных скальных и полускальных горных пород при динамических воздействиях:

$$F_{pf}(\sigma_{ij}, I, \dot{\epsilon}) = \tilde{\sigma}_i + \frac{B_{pf} \tilde{I}}{1 - \gamma_f B_{pf} \tilde{I}} = 0, \quad (4)$$

Здесь B_{pf}, γ_f – экспериментально определяемые параметры. При выполнении условия $F_{pf}(\sigma_{ij}, I, \dot{\epsilon}) < 0$ реализуется состояние упругого деформирования (А).

Состояние (ВС) соответствует неравновесному переходу от состояния (В) к состоянию (С) и сопровождается релаксацией напряжений с поверхности (2) на поверхность (4). На диаграмме деформирования (3) данный переход соответствует ниспадающей (неравновесной) ветви диаграммы.

При тестировании предложенной модели деформирования и разрушения разносопротивляющихся сред было проведено сравнение с экспериментальными данными результатов расчета по прониканию в разрушающуюся бетонную преграду сфероконического ударника [10]. Исследовалось ударное взаимодействие жесткого стального ударника сфероконической формы с преградой из бетона. Мишень представляла собой цилиндр, длиной 6,7 см и радиусом 2,7 см, выполненный из мелкозернистого бетона. Расчетная схема данной задачи (момент времени $t = 0$ мс) и конфигурация расчетной области для двух моментов времени процесса внедрения ударника (моменты времени $t = 0,2$ и $t = 0,34$ мс) изображены на рис. 2.

В силу осевой симметрии рассматриваются половины осевого сечения соударяющихся тел. Начальные условия соответствовали движению с начальными скоростями 212 м/с и 217 м/с упруго деформирующегося ударника и свободных от напряжений ударника и мишени. Черточками и точками на рис. 2 отмечены зоны разрушения.

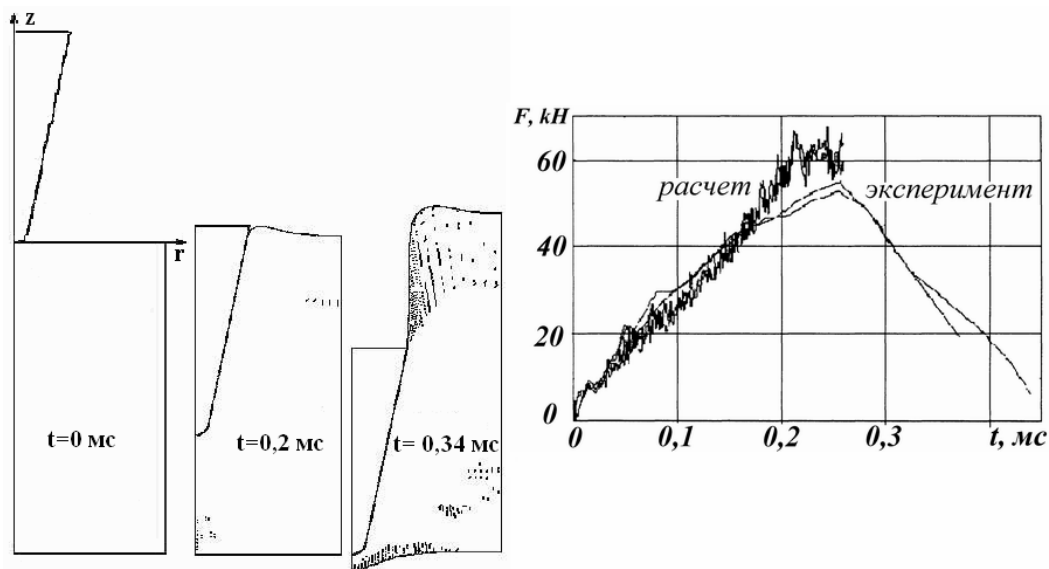


Рис. 2.

Для описания взаимосвязи шаровых компонент тензоров напряжений и деформаций при динамическом деформировании сред с начальной пористостью применяется известные соотношения $P-\alpha$ модели [8]. В рамках предложенных соотношений взаимное влияние девиаторных компонент тензора напряжений и шаровой составляющей напряжений в пористых малопластичных средах учитывается двояким образом. Во-первых, это влияние проявляется через дилатансионный эффект разуплотнения при появлении необратимых деформаций сдвига. Во-вторых, наличие девиаторной составляющей тензора напряжений снижает сопротивление необратимому уплотнению пористой среды, приближенно описываемое зависимостью в виде эллиптической CAP-кривой [9].

К моменту времени $t = 0,34$ мс разрушения в мишени становятся обширными, сопровождаются отколами с тыльной и фронтальной частей, что согласуется с характером дробления мишени, наблюдаемом в эксперименте. Здесь же представлены расчетная кривая и экспериментальные зависимости сил сопротивления внедрению (интегральные контактные силы) от времени. Процесс внедрения в массив бетона ударника с оживальной головной частью иллюстрирует рис. 3, где представлены для скоростей удара 400 м/с и 500 м/с изменения величины перегрузок $\bar{g}$ в ударнике и глубин внедрения $\bar{d}$, отнесенных к начальной длине ударника, в зависимости от времени, а также сравнение расчетных финальных глубин проникания для скоростей удара 250, 320, 400 и 500 м/с (кривая 3) с предсказаниями двух альтернативных эмпирических формул Национального комитета США по обороне [11] (кривые 1 и 2).

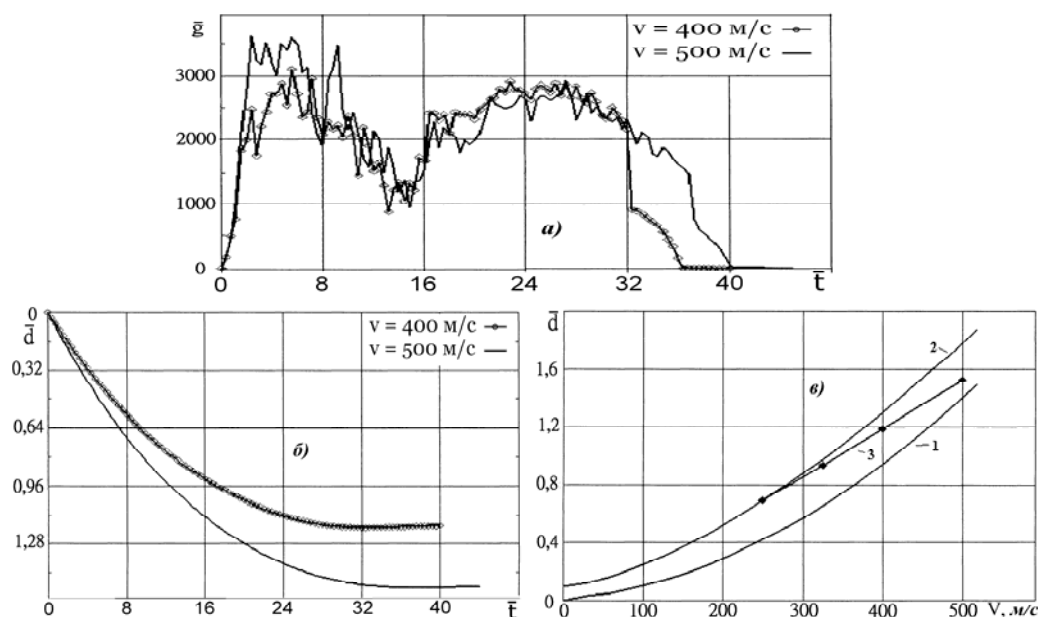


Рис. 3.

В работе [12] приведены эмпирические формулы расчета финальных глубин проникания и величин перегрузок в недеформируемых ударниках с коническими и оживальными формами оголовков в скальные грунты. В частности, для нахождения среднего значения перегрузки предлагается формула $\bar{g}_0 = V_s^2 / (2 \cdot g \cdot D)$, где g – ускорение свободного падения, D – диаметр ударника, V_s – скорость соударения. Максимальное значение перегрузки $\bar{g}$ определяется формулой: $\bar{g} = 1,5 \bar{g}_0$. На рис. 4 представлены результаты сравнения расчетных перегрузок $\bar{g}$ и финальных глубин $\bar{d}$ при проникании ударника с оживальной головной частью в массив мрамора с предсказаниями эмпирических формул для скоростей удара 100, 150, 200, 250 и 300 м/с.

Механические характеристики для оснащения расчетных моделей бетона и мрамора были взяты из работ [1,10,13,14]. Из представленных результатов видно, что в целом наблюдается удовлетворительное количественное и качественное согласие результатов расчета с экспериментальными данными и эмпирическими зависимостями, что подтверждает неплохие предсказательные возможности предложенной модели деформирования и разрушения бетона и твердых горных пород при внедрении в них малodeформируемых ударников.

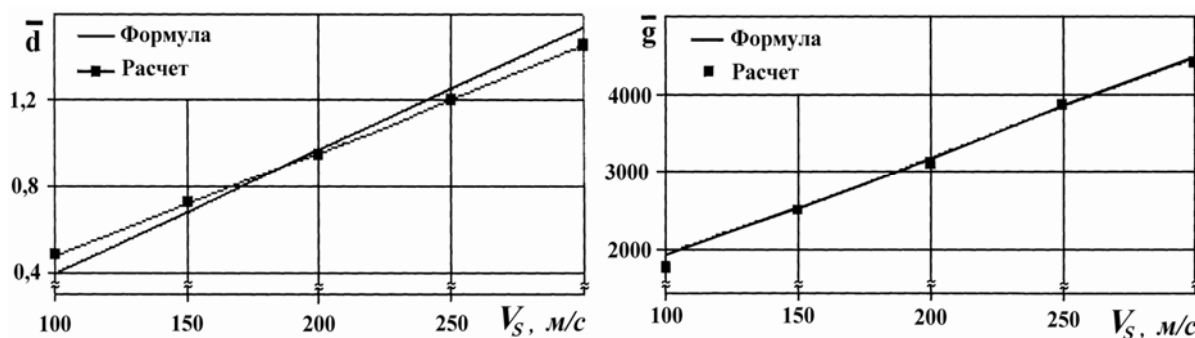


Рис. 4.

В заключение авторы выражают благодарность сотрудникам НИИ механики ННГУ А.М. Брагову за предоставленные экспериментальные данные, С.В. Крылову и Е.В. Цветковой за проведение компьютерных расчетов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 07-01-00257а

Список литературы

1. Замышляев, Б.В. Модели динамического деформирования и разрушения грунтовых сред/ Б.В. Замышляев, Л.С. Евтерев. -М.: Наука, 1990. -215 с.
2. Драгон, А. Континуальная модель пластически-хрупкого поведения скальных пород и бетона/ А. Драгон, З. Мруз.// Механика деформируемых твердых тел. Направления развития. - М.: Мир. -1983. -С. 163-188.
3. Карпенко, Н.И. Общие модели механики бетона / Н.И. Карпенко. -М.: Стойиздат, 1996. - 416 с.
4. Bicanic, N. Constitutive model for concrete under dynamic loading/ N. Bicanic, O.C. Zienkiewicz.// Earthquake Engng Struct. Dynamic. -1981. V. 11, -P. 689-710.
5. Садырин, А.И. Модель динамического деформирования и разрушения бетона/ А.И. Садырин// Межвуз. сб. Проблемы прочности и пластичности. -Н.Новгород: Изд-во ННГУ. 2003. Вып. 65. -С. 5-14.
6. Kupfer, H. Behavior of concrete under biaxial stresses/ H. Kupfer, H.K. Hilsdorf, H.J. Rusch //ACI. -1969. -V. 66, №8. -P. 656-666.
7. Ottosen, N.S. A failure criterion for concrete/ N.S. Ottosen. //J. Engng. Mech. Div. ASCE 103(EM4) -1977. P. 527-535.
8. Садырин А.И. Уточненная модель пластического деформирования пористой среды / А.И. Садырин //Химическая физика. 1995. Т. 14, №2-3. С. 136.
9. Sandler, I. Generalized cap model for geological materials / I. Sandler, F. L. DiMaggio, G. Y. Baladi // J. Geotech. Div. ASCE 102 GT7 (July 1976) P. 683-699.
10. Садырин, А.И. Моделирование процесса внедрения жесткого ударника в бетонную преграду /А.И. Садырин, С.В. Крылов, С.А. Пирогов, Е.В. Цветкова// Межвуз. сб. Проблемы прочности и пластичности. -Н.Новгород: Изд-во ННГУ. 2006. Вып. 68. -С. 66-77.
11. Kennedy, R.P. A review of procedures for the analysis and design of concrete structures to resist missile impact effects. / R.P. Kennedy // Nucl. Eng and Design, 1976, №37.
12. C.W. Young. 1997. Penetration Equations, Contractor Report, SAND 97-2426, Sandia National Laboratories, Albuquerque, N.Mex., October.
13. Физика взрыва/ Под ред. Л.П. Орленко М. Т. 2: Физматлит, 2002 823 С.
14. Трунин, Р.Ф. Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ./ Р.Ф. Трунин и др. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2001 426 С.

ФОРМИРОВАНИЕ СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЫ ПРИ ВТМО ФЕРРИТНОЙ СТАЛИ 08X18T1

Яковлева И. Л., Мирзаев Д. А.*, Терещенко Н. А.

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург,
phym@imp.uran.ru,

* Южно-Уральский государственный университет, Челябинск

Горячая прокатка ферритной стали 08X18T1 проходит в режиме динамического возврата. В процессе деформации в крупнозернистой структуре исследуемой стали формируются специальные субзеренные границы, содержащие карбонитриды титана. Отсутствие рекристаллизации и наличие большого количества концентраторов напряжений в виде дисперсных частиц вызывают резкое охрупчивание материала. Для повышения уровня механических свойств исследуемая сталь была подвергнута высоко-температурной термомеханической обработке в интервале температур 800–1100 °С со степенями обжатия 35–65 %.

В процессе повторной горячей прокатки субзерна приобретают вытянутую форму. После деформации 65 % наблюдаются субзерна двух типов: одни выглядят как неправильные многоугольники, другие имеют почти параллельные границы [1].

Текстурные исследования, проведенные на стали 08X18T1, показали, что основной компонентой текстуры после прокатки на 800 °С является плоскость (001), параллельная плоскости прокатки, и (110), параллельная направлению прокатки.

Отличительной особенностью исследуемой стали после ВТМО является неравномерность свойств по объему материала, усиливающаяся по мере увеличения степени обжатия. В плоскости, нормальной к плоскости прокатки, имеет место немонокотное изменение твердости по глубине прокатанного листа, обусловленное неоднородной пластической деформацией, рис. 1.

Повторная горячая прокатка при температуре начала деформации от 800 до 1000 °С на 35 и 50 % сохраняет низкие значения ударной вязкости и хрупкий излом. Увеличение степени деформации до 65 % при всех температурах существенно (в 7–10 раз) повышает значения ударной вязкости, рис. 2, излом становится вязким, волокнистым.

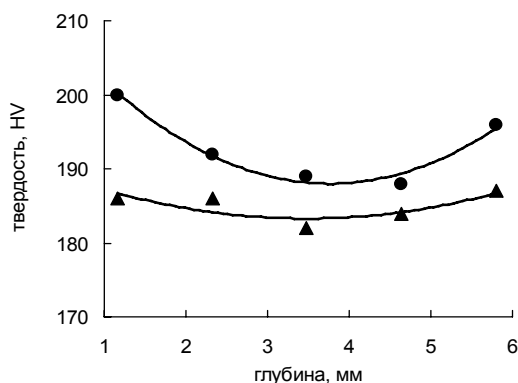


Рис. 1. Распределение твердости HV по глубине листа, прокатанного при 800 °С на 65 %, (●) и 35 % (▲).

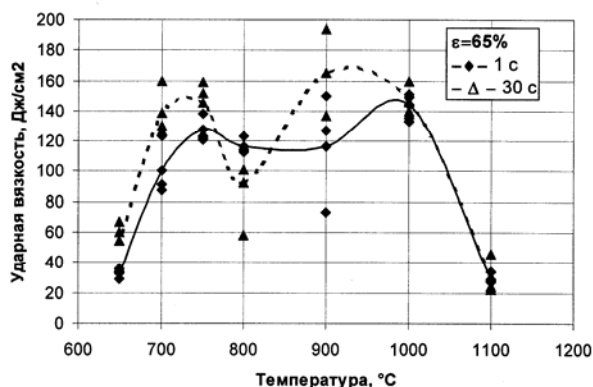


Рис. 2. Зависимость ударной вязкости стали 08X18T1, прокатанной со степенью обжатия 65%, от температуры деформации

Главная особенность изломов в вязком состоянии состоит в образовании крупных трещин, перпендикулярных поверхности излома и той грани образца для ударных испытаний, на которой нанесен U-образный надрез, рис. 3. Как правило, самая большая трещина располагается в плоскости симметрии образца. Имеются также трещины на расстоянии примерно $\frac{1}{4}$ ширины от поверхности и другие, более мелкие. Следовательно, после горячей прокатки со степенью 65 % микроструктура стали неоднородна, имеет место расслоение материала, и именно с ним связана повышенная вязкость.

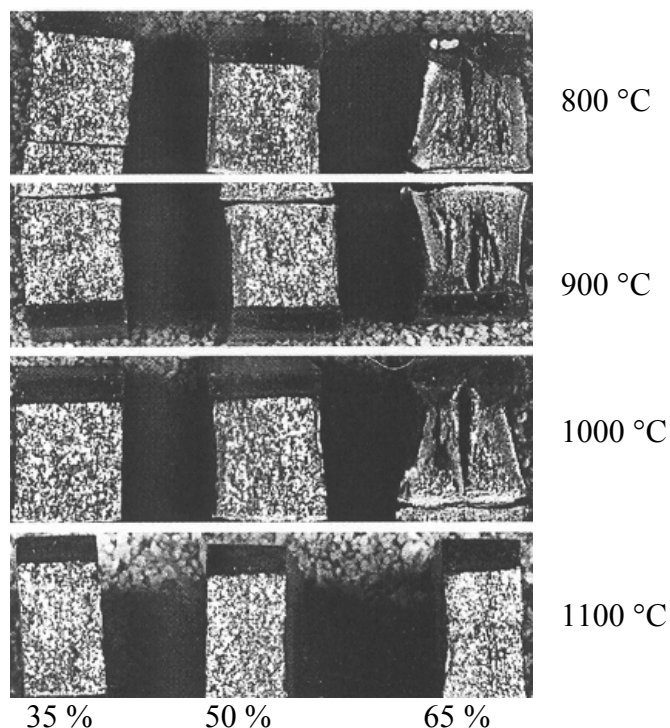


Рис. 3. Изломы стали 08X18T1, прокатанной на 35, 50 и 65 % при различных температурах деформации

Поведение слоистого материала при ударном нагружении моделируют испытания образцов, набранных из пластин [2]. Сравнительный анализ составных и монолитных образцов позволяет заключить, что при испытаниях составных образцов в пластическую деформацию вовлекается значительно больший объем материала, что способствует формированию ямочного рельефа на поверхности разрушения, повышает вязкость и пластичность материала [3].

Таким образом, проведенное исследование на примере стали 08X18T1 показало, что формирование слоистой структуры является одним из условий эффективности ВТМО и может быть с успехом использовано для повышения вязкости ферритных сталей.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ 05-03-32213 и гранта НШ-5965.2006.3.

Список литературы

1. Мирзаев Д.А., Шабуров Д.В., Яковлева И. Л. и др. Исследование причин повышения вязкости ферритной стали 08X18T1 в результате повторной горячей прокатки // Физика металлов и металловедение. 2004. Т. 98. № 3. С. 90-98.
2. Терещенко Н.А., Яковлева И.Л., Мирзаев Д.А. и др. Разрушение ферритной стали с неоднородной микроструктурой // Вестник УГТУ-УПИ. Механика микронеоднородных материалов и разрушение. 2006. № 11. С. 152-155.
3. Яковлева И.Л., Терещенко Н.А., Мирзаев Д.А. и др. Ударная вязкость и пластические свойства составных слоистых образцов по сравнению с монолитными // Физика металлов и металловедение. 2007. Т.104. № 8. В печати

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ СИНТЕЗА И ТЕРМООБРАБОТКИ НА ФОРМИРОВАНИЕ НАНОЧАСТИЦ МАНГАНИТА ЛАНТАНА

Седых В. Д., Аристова И. М., Абросимова Г. Е., Шехтман, В. Ш.
Дубовицкий А. В., Кулаков В. И.

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московской обл.
sedykh@issp.ac.ru

В данной работе методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и рентгеновского анализа исследовано влияние типа и условий синтеза, а также фазового перехода при последующей термообработке в контролируемой атмосфере на формирование микроструктуры манганита лантана $\text{LaMnO}_{3+\delta}$ (форму, размер зерна, распределение частиц по размерам).

Известно, что в $\text{LaMnO}_{3+\delta}$, можно получить, варьируя условия синтеза и термообработки, ряд структурных модификаций, основными из которых являются ромбоэдрическая (пр. гр. $R\bar{3}c$) и две орторомбические $Pnma$ I и $Pnma$ II (пр. гр. $Pnma$). Причем, при соответствующих условиях термообработки наблюдается обратимость указанных фазовых переходов [1].

Синтезированы два однофазных образца: образец 1 со структурой орторомбической фазы $Pnma$ I (пр. гр. $Pnma$) методом твердофазного синтеза и образец 2 со структурой ромбоэдрической фазы (пр. гр. $R\bar{3}c$) методом золь-гель. Переход в фазу $Pnma$ II (пр. гр. $Pnma$) обоих полученных образцов проводился вакуумным отжигом при 650°C . Получение порошковых образцов манганита лантана методом твердофазного синтеза, а также золь-гель методом подробно описано в работах [2, 3].

Размер частиц в образце, полученном из твердофазного синтеза (образец 1), составляет порядка нескольких микрон. Рентгеновские данные $\text{LaMnO}_{3+\delta}$ до и после термической обработки показывают, что образцы являются однофазными.

В процессе отжига в вакууме при фазовом переходе из исходной орторомбической структуры $Pnma$ I в орторомбическую структуру $Pnma$ II (рис.1) происходит сильное размельчение частиц до наномасштабного размера (рис.1): минимальный размер частиц – 4 нм, средний размер – 14 нм.

Рентгеновская дифрактометрия порошкообразных образцов выполнена на дифрактометре SIEMENS D-500 ($\text{Cu } K_\alpha$ и $\text{Fe } K_\alpha$ излучение). Электронно-микроскопические исследования образцов проведены с помощью просвечивающего электронного микроскопа JEM 100CX.

Нами был синтезирован также однофазный образец $\text{LaMnO}_{3+\delta}$ методом золь-гель при 850°C (образец 2) с ромбоэдрической структурой (пр. группа $R\bar{3}c$). Частицы порошка в образце имеют выраженную огранку (рис.2), и их средний размер составляет 80 нм. Фазовый переход из исходной ромбоэдрической фазы в фазу $Pnma$ II не приводит к размельчению частиц. Предполагается, что при технологии синтеза золь-гель методом перемешивание водного раствора солей нитратов исходных металлов идет на молекулярном уровне. В результате полученные кристаллы имеют равновесное состояние и как следствие выраженную огранку. В такой равновесной системе средний размер частиц при фазовом превращении практически не изменяется.

На рис.3 показано распределение частиц по размерам для фазы $Pnma$ II, полученной из образцов 1 и 2. Распределение построено на основании 500 измерений для каждого образца.

Из распределения частиц по размерам следует, что при фазовом переходе из образца 1 в *Pnma II* формируются наночастицы, размер которых намного меньше, чем при фазовом переходе из образца 2.

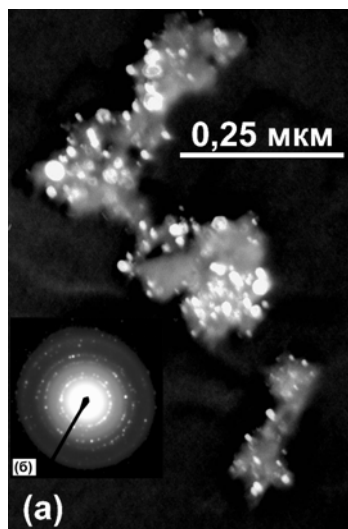


Рис.1. Электронно-микроскопическое изображение (а) и электронограмма (б) от наночастиц LaMnO_3 (Фаза *Pnma II*). Минимальный размер частиц – 4 нм, средний размер – 14 нм.

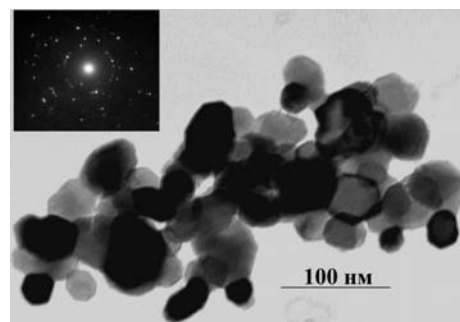


Рис.2. Электронно-микроскопическое изображение и электронограмма частиц $\text{LaMnO}_{3+\delta}$, выращенного методом золь – гель.

Дифрактограммы фазы *Pnma II* для двух образцов (образец 1 и 2) практически одинаковые. В качестве примера на рис.4 приведена дифрактограмма фазы *Pnma II*, полученной из образца 1.

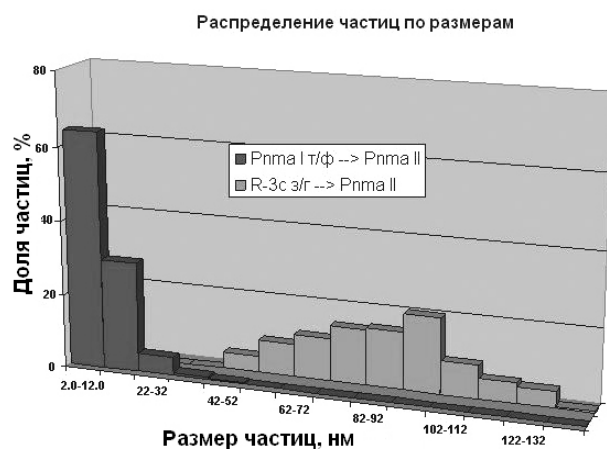


Рис. 3. Распределение по размерам частиц фазы *Pnma II* для двух образцов.

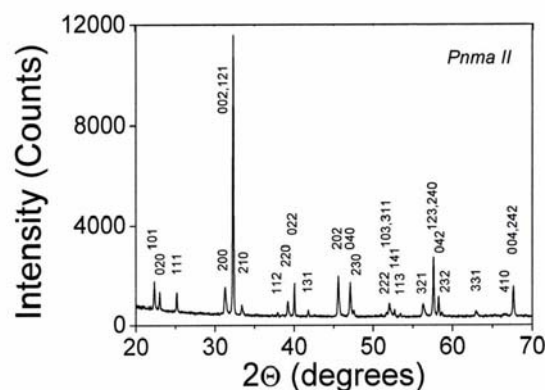


Рис. 4. Рентгеновская дифрактограмма образца 1 после термической обработки (Cu K_α излучение). Фаза *Pnma II*: $a = 5,710\text{\AA}$; $b = 7,712\text{\AA}$; $c = 5,536\text{\AA}$.

Поскольку размеры частиц фазы *Pnma II* для двух образцов существенно отличаются, то ширина дифракционных отражений на рентгенограммах этих образцов также должна заметно отличаться. Однако полученные данные совершенно не совпали с результатами электронной микроскопии.

На рис.5а представлен фрагмент рентгенограммы фазы *Pnma II*, полученной из образца 2: экспериментальная кривая (сплошная), рассчитанные дифракционные отражения для пиков (202), (040), (212) и (230) (пунктирные), штрих-пунктирная кривая – суммарная расчетная кривая для этого участка дифрактограммы.

Следует отметить хорошее совпадение экспериментальной и расчетной суммарной кривой, что указывает на хорошее разложение и возможность использования полученных данных для расчетов среднего размера зерна исследуемого образца.

Средний размера частиц, вычисленный для этой кривой по формуле Селякова–Шеррера [4], составляет 65–100 нм. Таким образом, значение среднего размера кристаллов, определенное по дифракционным отражениям, близко к данным, полученным методом ПЭМ.

На рис.5б показан фрагмент рентгенограммы фазы *Pnma II*, полученной из образца 1: экспериментальная кривая (сплошная), рассчитанные дифракционные отражения для пиков (102), (010) и (111) (пунктирные), штрих-пунктирная кривая – суммарная расчетная кривая для этого участка дифрактограммы.

В отличие от разложения, представленного на рис.5а, корректное описание дифракционного спектра возможно только при введении дополнительных пиков, отвечающих тем же угловым положениям, но имеющих другую полуширину. Из полученных данных следует, что структура этого образца является полидисперсной и имеет заметное распределение по размерам, что полностью согласуется с данными распределения частиц по размерам. Действительно, в этом образце электронно-микроскопические данные показывают, что на фоне мелких частиц иногда наблюдаются частицы, размер которых превышает 300 нм. Был оценен объемный вклад 500 мелких частиц в образце 1 по отношению к одной крупной частице (320 и 500 нм), который составил 5% и 1.3%, соответственно. Это означает, что рентгеновский метод в данном случае отслеживает только крупные частицы.

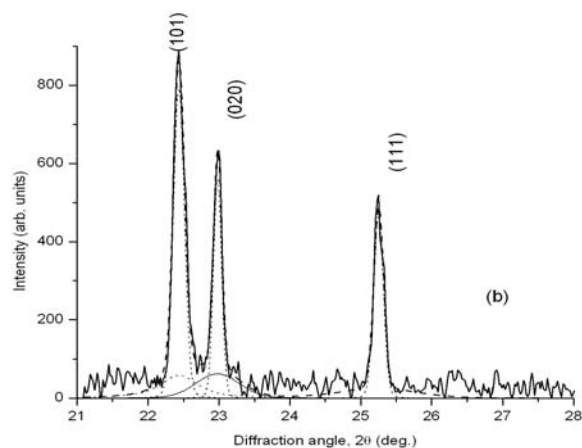


Рис. 5а. Фрагмент рентгенограммы фазы *Pnma II*, полученной из образца 2

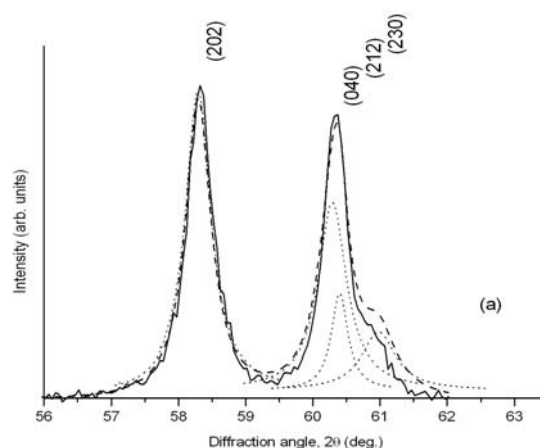


Рис. 5б. Фрагмент рентгенограммы фазы *Pnma II*, полученной из образца 1.

Таким образом, (1) при фазовом переходе в $\text{LaMnO}_{3+\delta}$ можно получать частицы наномасштаба, размер которых намного меньше, чем при синтезе методом золь-гель; (2) при анализе и оценке размера наночастиц необходимо учитывать не только их долю в образце, но и объемный вклад, для чего следует привлекать кроме рентгеновского метода электронно-микроскопические исследования.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 06-02-16535, и Программы РАН «Квантовая макрофизика».

Список литературы

1. V. Sedykh, V.Sh. Shekhtman, I.I. Zverkova, A.V. Dubovitskii, V.I. Kulakov. Physica C 433 (2006) 189-194.
2. В.Д. Седых, И.С. Смирнова, Б.Ш. Багаутдинов, В.Ш. Шехтман, А.В. Дубовицкий, В.И. Кулаков. Поверхность, №12 (2002) 9-15.
3. И.М. Аристова, В.Д. Седых, Г.Е. Абросимова, И.И. Зверькова, А.В. Дубовицкий, В.Ш. Шехтман, В.И. Кулаков. Поверхность №12 (2006) 1-5.
4. Я.С. Уманский, Ю.А. Скаков, А.Н. Иванов, Л.Н. Расторгуев. Кристаллография, рентгенография и электронная микроскопия. М.: Металлургия, 1982. 632 с.

ВЛИЯНИЕ ДЕФОРМАЦИОННОЙ И ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ НА СТРУКТУРУ, ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ И СВОЙСТВА ПАЯНОГО КОМПОЗИТА, 08X14АН4МДБ – ЛАТУННЫЙ ПРИПОЙ – СТЗ.

Блинов В. М., Капуткин Д. Е., Краснощеков М. В.

*Московский государственный институт стали и сплавов
(Технологический университет), Москва,
maxkrut2000@mail.ru*

Исследованы влияние скорости охлаждения при закалке и режимов отпуска на фазовый состав, структуру и твердость стали 08X14АН4МДБ, содержащей 0,14 мас.% N. После закалки структура – мартенситно-аустенитная. Показано, что отпуск в интервале 250 – 400°C приводит к старению и уменьшению объемной доли остаточного аустенита (максимальная твердость HV=5240 МПа наблюдается после отпуска 300°C, 30 мин.), при более высоких температурах наблюдается перестаривание. Холодная прокатка стали 08X14АН4МДБ приводит к наклепу и образованию мартенсита деформации. Отпуск при температурах до 400°C приводит к повышению твердости (максимальная твердость HV=5750 МПа наблюдается после прокатки с общей истиной логарифмической деформацией -0,37 и отпуска 400°C, 30 мин.). При отпуске 450 – 500°C протекает обратное мартенситное превращение, поэтому количество остаточного аустенита увеличивается и твердость снижается.

Пайка латунным припоем пластин стали 08X14АН4МДБ (1 мм) и Ст3 (4 мм) позволяет получить слоистый материал. В ходе охлаждения на воздухе после пайки происходит закалка с частичным самоотпуском стали 08X14АН4МДБ.

Холодная прокатка слоистого материала возможна до суммарного обжатия 20%, при большем обжатии возможно расслоение. Прочность материала с увеличением степени обжатия от 0 % до 20 % после отпуска 400°C, 30 мин. на максимальную твердость стали 08X14АН4МДБ (HV=5900 МПа) повышается: σ_b от 510 до 640 МПа, а $\sigma_{0,2}$ от 250 до 600 МПа, а пластичность, хотя и снижается с 35 до 20%, но остается на довольно высоком уровне.

Методом рентгеноспектрального микроанализа исследованы диффузионные процессы, протекающие в припое и прилегающих к нему зонах сталей, во время пайки и отпуска. Железо растворяется в жидкой латуни при 1000°C в количестве 6-7 мас.% и после кристаллизации припоя остается в этом слое. При температуре 1000°C растворимость хрома в жидкой латуни составляет доли процента, поэтому его концентрация в припое невелика. Однако расплав служит путем транспортировки хрома из стали 08X14АН4МДБ в поверхностный слой углеродистой стали.

УПРУГИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ Ti, TiNi–TiFe и Fe

Муслов С.А., Хачин В.Н.

В работе исследованы упругие свойства титана Ti, его сплавов (двойных на основе никелида титана, TiNi вблизи эквиатомного состава и тройных квазибинарного разреза TiNi–TiFe), а также железа Fe.

Среди механических свойств модули упругости – важнейшие характеристики материалов. Они являются мерой прочности и расчетными параметрами в теориях деформации и разрушения. Зачастую именно упругие свойства определяют масштабы применения материалов. Упругие постоянные определяют устойчивость кристаллической решетки металлов и сплавов к структурным фазовым переходам при изменении температуры или давления.

Упругие свойства материалов в общем виде описываются тензором четвертого ранга c_{ijkl} , который связывает два тензора напряжений σ_{ij} и деформаций ε_{kl} с помощью обобщенного закона Гука. Также применяют коэффициенты податливости s_{ijkl} . В силу симметрии реальных кристаллов число упругих постоянных c_{ijkl} сокращается. Железо Fe и твердые растворы TiNi и TiNiFe имеют кубическую объемно-центрированную решетку и, следовательно, для полного описания их упругих свойств достаточно трёх упругих констант c_{11} , c_{12} и c_{44} . При этом прямой физический смысл имеют линейная комбинация первых двух упругих постоянных $C' = \frac{c_{11} - c_{12}}{2}$, контролирующая сопротивление решётки “зинеровскому” сдвигу плоскости $\{110\}$ в направлении $[1\bar{1}0]$ и постоянная c_{44} , численно равная модулю сдвига решётки в кристаллографической системе $\{100\}\langle hk0\rangle$, то есть в плоскости куба вдоль любого направления, лежащего в этой плоскости. Это, как правило, наименьший и наибольший модули сдвига и соответственно самая “мягкая” и “жесткая” системы сдвига, поэтому отношение $A = \frac{c_{44}}{C'}$ служит мерой анизотропии и называется коэффициентом упругой анизотропии. Очевидно, что для упругоизотропного кристалла $A = 1$, $c_{44} = C'$. Для материалов гексагональной симметрии, какими являются кристаллы Ti, независимых упругих постоянных – пять: c_{11} , c_{33} , c_{44} , c_{12} и c_{13} , а параметров анизотропии – три: A_1 , A_2 и A_3 .

В настоящей работе исследованы упругие свойства металлов и сплавов на примере соединений на основе титана, никелида титана (нитинола) при легировании железом вместо никеля вплоть до полного замещения и железа – основы нержавеющей сталей. Все исследованные материалы (за исключением $\text{Ti}_{50}\text{Ni}_{25}\text{Fe}_{25}$ и $\text{Ti}_{50}\text{Fe}_{50}$) испытывают те или иные структурные фазовые превращения. Сравнительный анализ выполнен на монокристаллах материалов. Определены упругие постоянные второго порядка, коэффициенты податливости, модули Юнга и сдвига в различных направлениях, построены указательные поверхности упругих свойств. Проанализирована устойчивость решетки кристаллов с позиций соотношений Коши для кубических и гексагональных кристаллов и значений коэффициентов упругой анизотропии.

УДК 620.179.14

УЧЕТ РАЗМЕРОВ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ТЕЛА ПРИ МАГНИТНОМ МЕТОДЕ КОНТРОЛЯ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ СТЕРЖНЕЙ

Матюк В. Ф., Стрелюхин А. В., Осипов А. А.

*Институт прикладной физики НАН Беларуси
Минск, Беларусь*

Решение многих теоретических и практических задач магнитного контроля структуры состояния ферромагнитных изделий связано с учетом влияния размеров контролируемого изделия на процесс перемагничивания. В связи с этим, возникает вопрос об определении коэффициента размагничивания тел конечных размеров. Трудности в расчетах связаны со сложным характером зависимости намагниченности изделия от его размеров и магнитных свойств, а также от величины внешнего магнитного поля.

В литературе достаточно широко представлены работы по изучению коэффициента размагничивания сплошных цилиндрических стержней. Полые цилиндрические стержни изучены недостаточно, а результаты расчетов их коэффициентов размагничивания по немногочисленным работам разных авторов существенно отличаются.

Для расчета [1] коэффициента размагничивания $N_{\text{пц}}^p$ полого цилиндрического стержня воспользуемся представлением о фиктивных магнитных зарядах, распределенных по его поверхности с плотностью σ , соответствующей распределению намагниченности M вдоль поверхности стержня. В этом случае коэффициент $N_{\text{пц}}^p$ определяется как

$$N_{\text{пц}}^p = \frac{H_p}{M_0}, \quad (1)$$

где M_0 – намагниченность в центре его сечения; H_p – размагничивающее поле;

$$\vec{H}_p = \frac{1}{4\pi\mu_0} \int_S \frac{dq}{r^2} \frac{\vec{r}}{r}, \quad (2)$$

S – площадь поверхности полого цилиндрического стержня; dq – величина заряда на поверхности dS ; $\vec{r}$ – радиус-вектор, идущий от элемента поверхности dS в точку наблюдения; μ_0 – магнитная постоянная.

Для полого цилиндрического стержня фиктивные магнитные заряды распределены на внутренней боковой (dq_{61}), внешней боковой (dq_{62}) и двух торцевых (dq_T) поверхностях, причем

$$dq_{61} = \sigma_{61} dS_{61}; dq_{62} = \sigma_{62} dS_{62}; dq_T = \sigma_T dS_T, \quad (3)$$

где σ_{61} , σ_{62} и σ_T – плотности фиктивных магнитных зарядов, а dS_{61} , dS_{62} и dS_T – элементы соответствующих поверхностей.

Исходя из равенства нулю суммарного магнитного заряда внутри и на поверхности полого цилиндрического стержня,

$$\sigma_{61} = -\mu_0 \frac{dM_1}{dz} \frac{R_2 - R_1}{2}; \quad \sigma_{62} = -\mu_0 \frac{dM_2}{dz} \frac{R_2 - R_1}{2}, \quad (4)$$

где dM_1/dz и dM_2/dz – распределение намагниченности вдоль его внутренней и внешней боковых поверхностей; R_1 – внутренний радиус стержня; R_2 – внешний радиус стержня.

На торцах полого цилиндрического стержня плотность фиктивных магнитных зарядов принимаем равной намагниченности $M_{L/2}$ на краю его внешней поверхности [1]:

$$\sigma_T = \mu_0 M_{L/2}, \quad (5)$$

где L – длина стержня.

Распределение намагниченности вдоль боковой поверхности ферромагнитных стержней цилиндрической формы из магнитомягких материалов с достаточной степенью точности описывается формулой [1]:

$$M = M_0 \left(1 - \gamma C(\lambda) \frac{4z^2}{L^2} - (1 - \gamma) C(\lambda) \frac{16z^4}{L^4} \right); \quad \gamma = 0,8; \quad \lambda = L/(2R_2), \quad (6)$$

где

$$C(\lambda) = 1/(1 + 1,7/\lambda) \quad [2]. \quad (7)$$

В результате, общее выражение для расчета коэффициента размагничивания в произвольной точке Q ($R_Q = 0,5(R_1 + R_2)$) центрального сечения полого цилиндрического стержня имеет вид:

$$\begin{aligned} N_{\text{пц}}^p = & \frac{2(R_2 - R_1)}{\pi L^3} \int_0^{L/2} \int_0^{2\pi} \left[\frac{R_1 z^2 (\gamma L^2 + 8(1 - \gamma) z^2)}{(L + 3,4R_1)(R_1^2 - R_1(R_1 + R_2)\cos\varphi + 0,25(R_1 + R_2)^2 + z^2)^{3/2}} + \right. \\ & + \left. \frac{R_2 z^2 (\gamma L^2 + 8(1 - \gamma) z^2)}{(L + 3,4R_2)(R_2^2 - R_2(R_1 + R_2)\cos\varphi + 0,25(R_1 + R_2)^2 + z^2)^{3/2}} \right] d\varphi dz + \\ & + \frac{0,85R_2}{\pi(L + 3,4R_2)} \int_{R_1}^{R_2} \int_0^{2\pi} \frac{Lrd\varphi dr}{(r^2 - r(R_1 + R_2)\cos\varphi + 0,25(R_1 + R_2)^2 + (L/2)^2)^{3/2}}, \quad (8) \end{aligned}$$

где z , r , φ – цилиндрические координаты.

При $L \rightarrow 0$ $N_{\text{пц}}^p$ стремится к единице, а при $L \rightarrow \infty$ – к нулю, что согласуется с физическим представлением о размагничивающем факторе.

Следует отметить, что если точку наблюдения выбрать не в середине сечения, а на оси полого цилиндрического стержня ($R_Q = 0$) и положить $R_1 = 0$, то выражение (8) переходит в известное выражение для центрального коэффициента размагничивания сплошного цилиндрического стержня [2], что также подтверждает справедливость предложенной формулы.

По формуле (8) проведен расчет коэффициента размагничивания полых цилиндрических образцов из стали 45 с внешним радиусом $R_2 = 5$ мм; длиной L , равной 10, 20, 30, 50, 70, 100, 150 мм; внутренний радиус R_1 изменялся от 1 до 4,5 мм. На рис. 1 приведены расчетные $N_{\text{пц}}^p$ и экспериментальные $N_{\text{пц}}^3$ значения коэффициента размагничивания для этих образцов. Видно, что результаты расчета хорошо согласуются с экспериментальными данными во всем диапазоне изменения относительной длины полого цилиндрического стержня. Небольшое отличие наблюдается для тонкостенных образцов с $\rho = R_1/R_2 = 0,8$ и $\rho = 0,9$ при $\lambda \geq 10$.

Выражение (8) для определения коэффициента размагничивания полого ферромагнитного стержня получено в предположении большого значения магнитной проницаемости материала стержня. Однако использование его для расчета $N_{\text{пц}}^p$ тел с малой

магнитной проницаемостью приводит к существенному расхождению результатов расчета и эксперимента.

Учитывать влияния магнитной проницаемости материала при расчете коэффициента размагничивания тел различной геометрии предлагалось, например, в работах [3, 4]. Для этого или аналитически или графически корректировалось выражение для функции распределения намагниченности вдоль стержня. Однако использовать подходы авторов этих работ не представляется возможным в связи с существенным несопадением результатов расчета и эксперимента или с большими практическими трудностями.

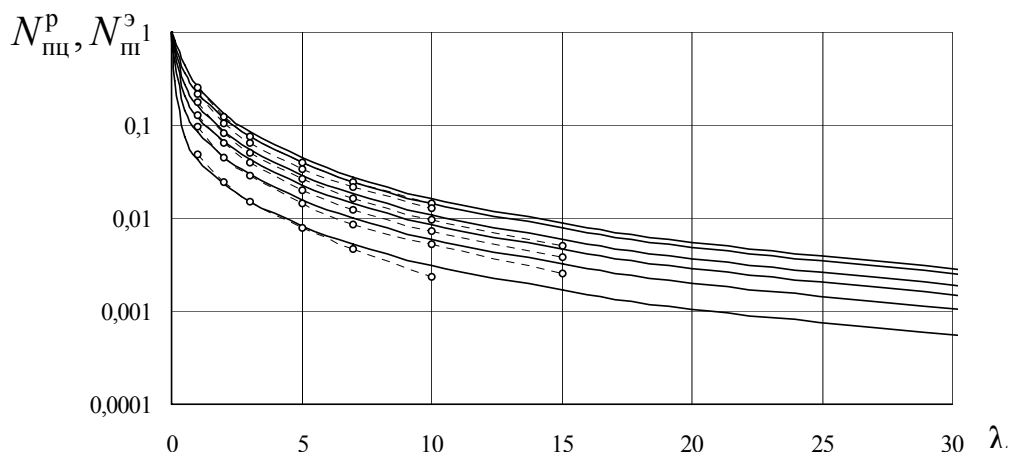


Рис. 1. Зависимость рассчитанного и экспериментально измеренного коэффициента размагничивания полых цилиндрических стержней от их относительной длины λ при разных значениях ρ . (— расчет; —○— эксперимент)

Для учета зависимости величины коэффициента размагничивания полого цилиндрического стержня от магнитной проницаемости его материала нами предложено ввести в выражение (6) для распределения намагниченности корректирующую функцию $F(\lambda, \mu)$ следующим образом:

$$M = M_0 \left(1 - \gamma F(\lambda, \mu) C(\lambda) \frac{4z^2}{L^2} - (1 - \gamma) F(\lambda, \mu) C(\lambda) \frac{16z^4}{L^4} \right). \quad (9)$$

Для определения вида функции $F(\lambda, \mu)$ проведено экспериментальное исследование распределения относительной намагниченности M/M_0 вдоль поверхности сплошного цилиндрического стержня длиной 100 мм из стали 45 в состоянии поставки. Измерения величины намагниченности по длине стержня проводились на установке УИМХ [5] при разных величинах относительной магнитной проницаемости μ материала, что обеспечивалось разной величиной намагничивающего поля. На основании анализа полученных экспериментальных данных получено эмпирическое выражение для функции $F(\lambda, \mu)$:

$$F(\lambda, \mu) = \frac{1}{1 + 645(\lambda + 1)\mu^{-2}}. \quad (10)$$

Сравнение результатов эксперимента и расчета по (9) с учетом (10) для рассматриваемых случаев показало, что предложенная формула удовлетворительно описывает распределение относительной намагниченности вдоль сплошного цилиндрического стержня при разных значениях магнитной проницаемости вплоть до расстояний от центра цилиндра 0,6–0,7 его полудлины. Основное отличие в результатах проявляется

ближе к торцам стержня, то есть в области, вклад которой относительно мало влияет на результаты вычисления центрального коэффициента размагничивания.

Аналогичное сравнение было проведено на полых цилиндрических стержнях с разной величиной отношения ρ при тех же значениях относительной магнитной проницаемости. Результаты показали, что отличия наблюдаются при $\mu < 200$ для тонкостенного полого цилиндрического стержня. Однако это отличие не превышает 15 % (в области торца) стержня.

Таким образом, формула (9), описывающая распределение намагниченности вдоль сплошного цилиндрического стержня при разных значениях магнитной проницаемости, в первом приближении вполне приемлема и для описания распределения намагниченности вдоль полого цилиндрического стержня при тех же значениях магнитной проницаемости материала.

Следует отметить, что в случае $\mu \rightarrow \infty$, функция $F(\lambda, \mu) \rightarrow 1$ и выражение (9) совпадает с выражением (6).

С учетом (9) распределения намагниченности вдоль внутренней M_1 и внешней M_2 поверхностей полого цилиндрического стержня можно представить как:

$$\frac{dM_1}{dz} = M_Q \left(-\gamma F_1 C_1 \frac{8z}{L^2} - (1-\gamma) F_1 C_1 \frac{64z^3}{L^4} \right), \quad (11)$$

$$\frac{dM_2}{dz} = M_Q \left(-\gamma F_2 C_2 \frac{8z}{L^2} - (1-\gamma) F_2 C_2 \frac{64z^3}{L^4} \right), \quad (12)$$

где

$$F_1 = \frac{1}{1 + 645 \frac{1}{\mu^2} \left(\frac{L}{2R_1} + 1 \right)}; \quad F_2 = \frac{1}{1 + 645 \frac{1}{\mu^2} \left(\frac{L}{2R_2} + 1 \right)}, \quad (13)$$

$$C_1 = \frac{1}{1 + 3,4R_1/L}; \quad C_2 = \frac{1}{1 + 3,4R_2/L}. \quad (14)$$

Плотности фиктивных магнитных зарядов на внутренней σ_{61} и на внешней σ_{62} боковых поверхностях определяются по (4). Плотность σ_T заряда на торцевой поверхности с учетом (9) и (10) имеет вид:

$$\frac{\sigma_T}{\mu_0 M_Q} = 1 - \frac{F_2 L}{L + 3,4R_2}. \quad (15)$$

Используя общее выражение для расчета размагничивающего поля фиктивных магнитных зарядов, распределенных по поверхности тела с определенной плотностью, и выражений (4, 11–14), получим следующую формулу для расчета коэффициента размагничивания $N_{\text{пц}}^p$ полого цилиндрического стержня с учетом магнитной проницаемости его материала:

$$N_{\text{пц}}^p = \frac{2(R_2 - R_1)}{\pi L^3} \int_0^{L/2} \int_0^{2\pi} \left[\frac{R_1 z^2 F_1 [\gamma L^2 + 8(1-\gamma)z^2]}{(L + 3,4R_1) [R_1^2 - R_1(R_1 + R_2) \cos \varphi + 0,25(R_1 + R_2)^2 + z^2]^{3/2}} + \right. \\ \left. + \frac{R_2 z^2 F_2 [\gamma L^2 + 8(1-\gamma)z^2]}{(L + 3,4R_2) [R_2^2 - R_2(R_1 + R_2) \cos \varphi + 0,25(R_1 + R_2)^2 + z^2]^{3/2}} \right] d\varphi dz +$$

$$+ \frac{L(1-F_2)+3,4R_2}{4\pi(L+3,4R_2)} \int_{R_1}^{R_2} \int_0^{2\pi} \frac{Lr d\varphi dr}{\left[r^2 - r(R_1 + R_2)\cos\varphi + 0,25(R_1 + R_2)^2 + (L/2)^2\right]^{3/2}}. \quad (16)$$

Если точку наблюдения выбрать не в середине сечения стержня, а на оси цилиндра ($R_Q = 0$), и положить $R_1 = 0$, то выражение (16) можно упростить и использовать для расчета коэффициента размагничивания сплошного ферромагнитного цилиндра с учетом магнитных свойств материала.

В случае $\mu \rightarrow \infty$ функция $F(\lambda, \mu) \rightarrow 1$ и выражение (16) совпадает с известным выражением для центрального коэффициента размагничивания сплошного цилиндрического стержня, изготовленного из материала с $\mu \rightarrow \infty$ [2].

Проверка формулы (16) проводилась на полых цилиндрических стержнях из стали 45 в состоянии поставки с относительной максимальной магнитной проницаемостью $\mu_m = 480$ различных размеров, для которых на установке типа УИМХ определялось экспериментальное значение $N_{\text{пц}}^3$ центрального коэффициента размагничивания. Для всех этих стержней по формуле (16) проведен расчет центрального коэффициента размагничивания. Результаты расчета и экспериментальные данные показали удовлетворительное совпадение. Наибольшее отличие наблюдается при увеличении λ и ρ .

На рис. 2 представлены зависимости рассчитанного и измеренного экспериментально коэффициента размагничивания от величины относительной магнитной проницаемости при различных значениях относительной длины стержней и соотношения внутреннего и внешнего радиусов.

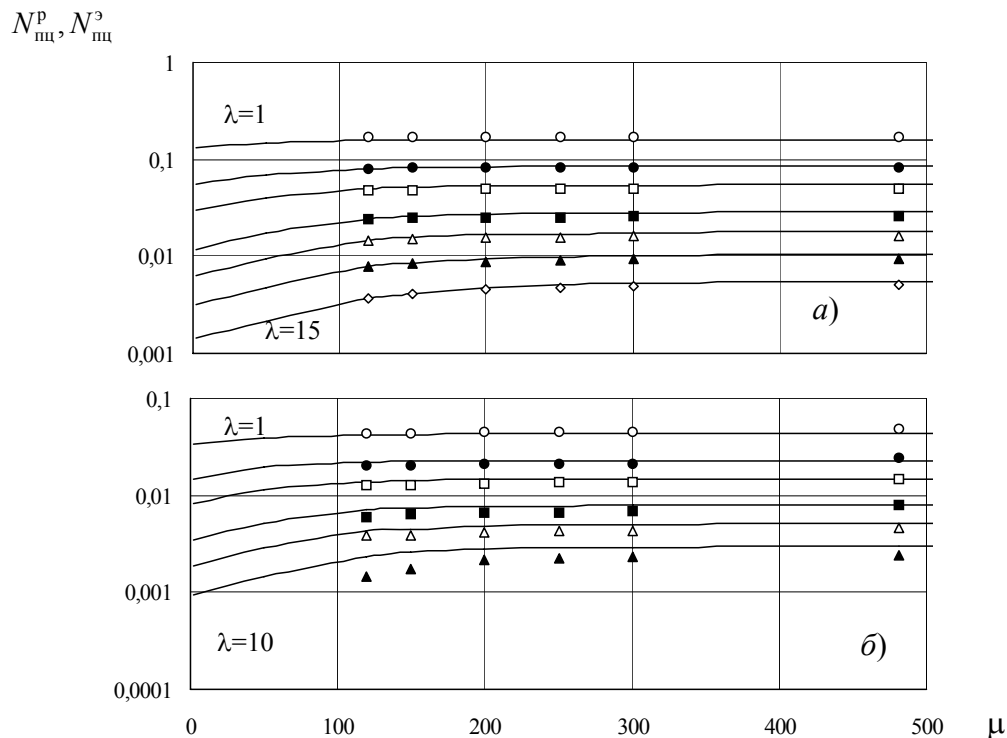


Рис. 2. Зависимость коэффициента размагничивания полых цилиндрических стержней от относительной магнитной проницаемости материала при разных значениях λ и ρ .

$\rho = 0,6$ (а); $0,9$ (б).

— расчет; эксперимент при λ : $\circ$ — 1; $\bullet$ — 2; $\square$ — 3; $\blacksquare$ — 5; $\triangle$ — 7; $\blacktriangle$ — 10; $\diamond$ — 15

Видно, что наибольшее расхождение между экспериментом и расчетом наблюдается для тонкостенных полых цилиндрических стержней, причем оно увеличивается с ростом их относительной длины. Для коротких стержней ($\lambda < 5$) величина коэффициента размагничивания, как сплошного, так и тонкостенного стержней, практически не зависит или слабо зависит от величины магнитной проницаемости материала. Для более длинных ($\lambda > 5$) полых цилиндрических стержней коэффициент размагничивания значительно уменьшается при $\mu < 100\text{--}150$. При $\mu > 150$ существенного влияния величины магнитной проницаемости материала стержня на значение коэффициента размагничивания не наблюдается. Такой ход зависимостей соответствует результатам работы [1] для сплошных цилиндрических стержней.

Таким образом, новое выражение для расчета коэффициента размагничивания полых цилиндрических стержней применимо в широком диапазоне изменения размеров стержня и магнитных свойств материала.

Список литературы

1. Бурцев Г.А. Расчет коэффициента размагничивания цилиндрических стержней. – Дефектоскопия, 1971, № 5, с. 20–30.
2. Матюк В.Ф., Осипов А.А. Центральный коэффициент размагничивания цилиндров. – Доклады НАН Беларуси, 2006, т. 50, № 1, с. 107–109.
3. Würschmidt J. Theorie des Entmagnetisierungsfaktors und der Scherung von Magnetisierungskurven. Braunschweig: Friedrich Vieweg & Sohn Akt. Ges., 1925. – 118 S.
4. Гринберг Г.К. Намагничивание цилиндров в слабых постоянных полях. Автореф. Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. – Рига, 1960. – 13 с.
5. Матюк В.Ф., Осипов А.А. Установка УИМХ для измерения магнитных характеристик магнитомягких материалов и изделий. – Дефектоскопия, 2007, № 3, с. 12 – 25.

УДК 620.179.14

ПРИБОРЫ С НАКЛАДНЫМИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯМИ ДЛЯ МАГНИТНОГО КОНТРОЛЯ ПРОЧНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФЕРРОМАГНИТНЫХ ИЗДЕЛИЙ

Матюк В. Ф., Кратиров В. Б., Пиунов В. Д., Осипов А. А., Делендик М. Н.

*Институт прикладной физики НАН Беларуси
Минск, Беларусь*

Создание надежных машин и механизмов в значительной степени связано с качеством используемых материалов, в частности, с их механическими свойствами и структурой. Требуемые свойства материалов могут быть обеспечены путем совершенствования технологии производства, а оперативный контроль их механических свойств без повреждения при достаточной точности и надежности может быть осуществлен неразрушающими методами. Среди них в черной металлургии и машиностроении наибольшее распространение получили магнитные методы благодаря простоте операций, высокой производительности и чувствительности к контролируемому параметру. В их основе лежит наличие корреляционных связей между магнитными свойствами и структурными параметрами или прочностными характеристиками материала.

К настоящему времени накоплен достаточно большой экспериментальный материал по установлению связей между магнитными параметрами и структурой или механическими свойствами широкого ряда сталей и сплавов. В значительной мере, этот материал обобщен в [1–3].

Поскольку режим термообработки играет решающую роль в формировании как магнитных, так и механических свойств, то исследования влияния на них температуры термообработки позволяют прогнозировать возможность контроля механических свойств магнитным методом. Такие исследования проводились сотрудниками лаборатории магнитных методов контроля Института прикладной физики НАН Беларуси. В результате этих исследований установлены взаимосвязи между магнитными и прочностными характеристиками низкоуглеродистых холоднокатаных (08кп, 08Ю, 3кп, 10кп, 15сп, 20сп, 18ЮА), среднеуглеродистых холоднокатаных (35, 45, 50), низколегированных холоднокатаных (65Г, 30ХГСА), среднеуглеродистых горячекатаных (35, 40, 45, 50), низколегированных горячекатаных (65Г, 30ХГСА, 30Т), некоторых высоколегированных и жаропрочных (Х5М, 1Х13, 12Х1МФ) сталей [2]. Показана принципиальная возможность контроля изделий из этих марок сталей по коэрцитивной силе и остаточной намагниченности. Следует отметить, что коэрцитивная сила сталей, подвергаемых отжигу, настолько мала, что находится у нижнего предела измерений коэрцитиметрами с накладным преобразователем. В этом случае отдается предпочтение контролю по градиенту напряженности поля остаточной намагниченности локально намагниченного участка.

Ниже сообщается о разработанных в Институте прикладной физики НАН Беларуси приборах контроля прочности ферромагнитных материалов и изделий, основанных на измерении коэрцитивной силы (КИПФ-1) и остаточной намагниченности (ИМА-4М).

Коэрцитиметр КИПФ-1

Высокая чувствительность коэрцитивной силы к изменению структуры металла и простота измерения в производственных условиях позволяет широко использовать её для решения многих задач неразрушающего контроля. Коэрцитиметры с приставными магнитами [3, 4], выпускаемые в Уральском научном центре, успешно используются при контроле твердости изделий. Для решения задачи импортозамещения в Институте прикладной физики НАН Беларуси разработан коэрцитиметр КИПФ-1. Прибор состоит из электронного блока и преобразователя, соединенных между собой электрическим кабелем. Внешний вид прибора представлен на рис. 1, а его структурная схема – на рис. 2.

Коэрцитиметр КИПФ-1 работает следующим образом. При нажатии кнопки «ПУСК» из блока 1 управления подаются соответствующие сигналы в блок 3 намагничивания и блок 7 размагничивания, блок 2 индикации и в блок АЦП 4. При этом запускается блок 3 намагничивания, гаснет табло индикации результатов измерения. Блок 3 генерирует импульсы тока намагничивания, которые, проходя через обмотку приставного электромагнита, расположенного в преобразователе, намагничивают контролируемое изделие. Намагничивание осуществляется разнополярными импульсами для устранения влияния магнитной предыстории.

После прохождения импульсов намагничивания блок 1 управления подключает питание к обмотке подмагничивания феррозонда, расположенного в преобразователе 5, и отключает блок 3 намагничивания. Выходной сигнал измерительной обмотки феррозонда поступает на блок 6 обработки сигнала, где усиливается и детектируется, а затем поступает на блок 7 размагничивания. Блок 7 размагничивания обеспечивает медленное нарастание размагничивающего тока и автоматическое поддержание величины этого тока, обеспечивающее размагниченное состояние контролируемого изделия. Сигнал,

пропорциональный величине тока размагничивания, поступает на блок аналого-цифрового преобразователя 4 и затем через блок 1 управления на блок 2 индикации, где производится индикация результата измерения.



Рис. 1. Общий вид прибора КИПФ-1

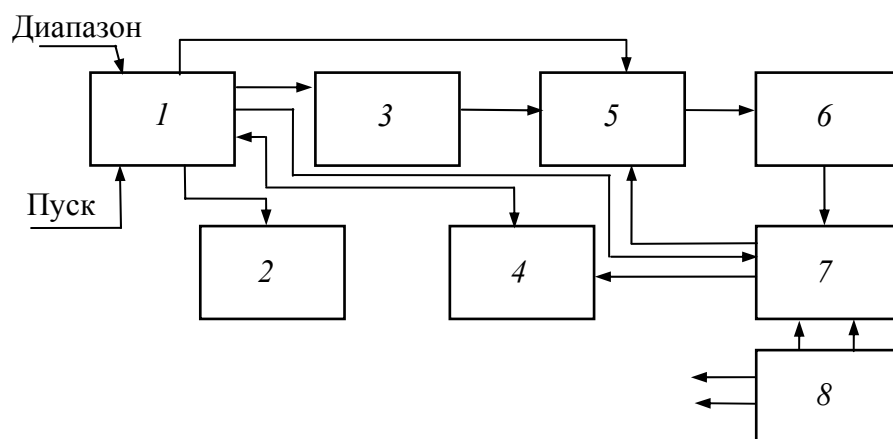


Рис. 2. Структурная схема коэрцитиметра КИПФ-1.

1 – блок управления, 2 – блок индикации, 3 – блок намагничивания, 4 – блок АЦП, 5 – преобразователь, 6 – блок обработки сигнала, 7 – блок размагничивания, 8 – блок питания.

Коэрцитиметр КИПФ-1 позволяет измерять коэрцитивную силу в диапазоне 100–5000 А/м с относительной погрешностью не более 5 %. Продолжительность одного измерения не более 12 с. Индикация результатов измерения цифровая. Градуировка и поверка осуществляется по набору стандартных образцов коэрцитивной силы СОКС-1. Потребляемая мощность – не более 300 ВА, габаритные размеры – 325×240×140 мм³. Масса – не более 9 кг. Прибор КИПФ-1 имеет стандартный выход для информационной связи с персональным компьютером через последовательный интерфейс RS232, что позволяет автоматизировать процесс обработки результатов измерений.

Замена прямых измерений механических свойств массово изготавливаемых изделий неразрушающим методом с помощью коэрцитиметра КИПФ-1 позволяет экономить металл, повысить производительность труда при контроле, гарантировать качество изделий.

Коэрцитиметры КИПФ-1 успешно эксплуатируются на Магнитогорском и Ашинском металлургических комбинатах (Россия), Карагандинском металлургическом комбинате (Казахстан), ПО БелАЗ (г. Жодино).

Коэрцитиметр КИПФ-1 прошел государственные испытания, внесен в государственный реестр средств измерений Республики Беларусь под № РБ 0320176402, России – под № 25988-03 и имеет сертификаты РБ № 2328 и России № 16443.

Импульсный магнитный анализатор ИМА-4М

Импульсный магнитный метод [2, 5] контроля качества термообработки, механических свойств и структуры стального листового проката и изделий из него, основанный на измерении остаточной намагниченности, более тридцати лет применяется на промышленных предприятиях стран СНГ и за рубежом.

Метод заключается в локальном импульсном намагничивании участка контролируемого изделия соленоидом без сердечника и последующем измерении градиента напряженности поля остаточной намагниченности. Для оценки свойств металла используются корреляционные связи между измеряемым магнитным параметром и контролируемыми характеристиками (балл зерна, твердость, прочность и т.п. в соответствии с ГОСТ 30415-96).

Импульсные магнитные анализаторы ИМА-2А, ИМА-4, ИМА-4А [6-8] широко используются для неразрушающего контроля качества термообработки, механических свойств и структуры изделий из стального листового проката низкоуглеродистых и слаболегированных сталей толщиной от 0,15 мм до 4 мм.

С учетом современных требований, с использованием новых технических решений и новой элементной базы в ИПФ НАН Беларуси для замены вышеуказанных приборов разработан прибор ИМА-4М. Используемые схемотехнические решения позволили при высокой чувствительности получить хорошую повторяемость измерений и в то же время обеспечить воспроизводимость абсолютных показаний и взаимозаменяемость приборов на образцах металла в широком диапазоне изменения их свойств.

Прибор выполнен в настольном варианте и состоит из электронного блока и преобразователя, соединенных между собой электрическим кабелем.

На рис. 3 представлен внешний вид прибора.



Рис. 3. Общий вид прибора ИМА-4М.

Устройство прибора ИМА-4М поясняется электрической структурной схемой, представленной на рис. 4.

Анализатор ИМА-4М состоит из следующих функциональных узлов и блоков: генератора возбуждения 1, блока намагничивания 2, преобразователя 3, блока управления 4, измерительно-детекторного блока 5, блока аналого-цифрового преобразователя (АЦП) 6 и блока питания 7.

Схема прибора выполнена на современной элементной базе, что позволило упростить устройство и, без ухудшения функциональных возможностей, снизить вес и уменьшить его габариты.

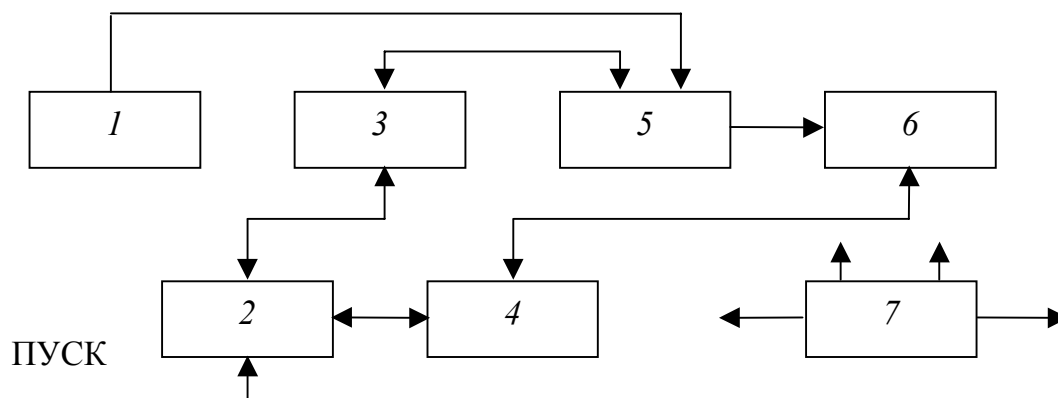


Рис. 4. Структурная схема анализатора ИМА-4М.

1 – генератор возбуждения; 2 – блок намагничивания; 3 – преобразователь;
4 – блок управления; 5 – измерительно-детекторный блок; 6 – блок аналого-цифрового преобразования; 7 – блок питания.

Анализатор ИМА-4М работает следующим образом. При нажатии кнопки ПУСК из блока 4 управления подаются соответствующие сигналы в блок 2 намагничивания и аналого-цифровой преобразователь 6 (АЦП). При этом запускается блок 2 намагничивания, блокируется АЦП 6, гаснет табло индикации результатов измерения и включается блок намагничивания, на табло индицируется "Н". Блок 2 намагничивания генерирует импульсы тока (серия из 10 импульсов), которые, проходя через намагничивающий соленоид, расположенный в преобразователе 3, создают импульсное магнитное поле, намагничивающее контролируемое изделие. По прохождении 10 импульсов намагничивание завершается, и блок 4 управления устанавливается в исходное состояние, что приводит к выключению блока 2 намагничивания, разблокированию АЦП. После этого производится индикация результата измерения, то есть величины сигнала, поступающего из измерительной обмотки феррозонда преобразователя 3 через измерительно-детекторный блок 5 в блок АЦП 6. Величина этого сигнала пропорциональна градиенту напряженности поля остаточной намагниченности, воздействующего на феррозонд преобразователя 3, который питается напряжением треугольной формы частотой 5 кГц, вырабатываемым генератором возбуждения 1.

Генератор возбуждения 1 предназначен также для выработки прямоугольного напряжения частотой 10 кГц, необходимого для управления синхронным детектором измерительно-детекторного блока.

Измерительно-детекторный блок 5 совместно с феррозондом-градиентометром преобразователя предназначен для измерения нормальной составляющей градиента напряженности магнитного поля.

Аналоговый сигнал с измерительно-детекторного блока 5 поступает на вход аналого-цифрового преобразователя (АЦП) 6. Управление работой аналого-цифрового преобразователя и прием цифрового кода, соответствующего аналоговому сигналу измерительно-детекторного блока, осуществляется контроллером блока управления 4.

Результат измерения после обработки контроллером поступает на схему индикации для отображения на цифровом индикаторе.

Контроллер блока управления 4 обеспечивает выдачу данных в персональный компьютер по последовательному каналу. Приемопередатчик интерфейса служит для

согласования логических уровней контроллера и сигналов интерфейса стандарта RS232.

Блок питания 7 преобразует переменное напряжение питания сети 220 В в постоянное, обеспечивая схему анализатора ИМА-4М уровнями напряжения +5 В, +15 В и –15 В.

Блок намагничивания 2 совместно с блоком управления 4 и преобразователем 3 обеспечивает намагничивание ферромагнитного объекта полем намагничивающего соленоида преобразователя.

Преобразователь конструктивно выполнен в виде выносного блока и состоит из намагничивающей катушки и феррозонда-градиентометра, расположенного на оси намагничивающей катушки в области ее однородного поля. Он служит для создания импульсного магнитного поля и преобразования градиента напряженности поля остаточной намагнитченности в переменное напряжение, вторая гармоника которого пропорциональна измеряемому градиенту. В новой модели прибора применена методика регулировки расположения феррозонда в преобразователе, позволяющая улучшить взаимозаменяемость преобразователей.

Импульсный магнитный анализатор ИМА-4М предназначен для магнитного контроля качества термообработки, механических свойств и микроструктуры изделий из низкоуглеродистых, а также ряда среднеуглеродистых и низколегированных холоднокатаных и горячекатаных сталей.

Для низкоуглеродистых холоднокатаных отожженных сталей прибор обеспечивает контроль: твердости от 30 до 100 единиц по шкале $HRB_{30/100}$; предела текучести σ_T от 20 до 75 кГс/мм²; предела прочности σ_B от 20 до 85 кГс/мм²; относительного удлинения δ_{10} от 2 до 50, а также контроль глубины лунки по Эриксену, среднего размера зерна феррита, балла зерна феррита и цементита.

Толщина контролируемых изделий – 0,15–4,0 мм; диапазон измерения градиента напряженности магнитного поля ∇H_T – 200–2·10⁴ А/м²; погрешность измерения ∇H_T – 5%; погрешность из-за изменения зазора – не более 1,5% на каждые 0,1 мм; амплитуда намагничивающих импульсов – 2,1·10⁵ А/м; время контрольной операции (намагничивание – измерение) – не более 10 с; диаметр контактной площадки преобразователя – 18 мм; зона влияния краевого эффекта – 100 мм.

Условия эксплуатации анализатора ИМА-4М: температура окружающей среды от плюс 5 до плюс 40 °С, максимальная влажность воздуха до 75% при температуре до 30 °С. Питание анализатора ИМА-4М осуществляется от однофазной сети переменного тока напряжением (220 ± 22) В частотой (50 ± 1) Гц. Габаритные размеры – 320х320х100 мм³; масса – не более 7 кг.

Прибор имеет цифровую индикацию результатов измерения, возможность фиксации результатов испытания после окончания цикла намагничивание – измерение и выход для информационной связи с персональным компьютером в коде КОИ-8 по ГОСТ 19768-74 (через последовательный интерфейс RS232).

Отсутствие непосредственного магнитного контакта с поверхностью контролируемого изделия обеспечивает независимость показаний прибора от наличия тонкого слоя грязи, краски или окалины на испытуемом металле.

Анализатор ИМА-4М прошел государственные испытания и зарегистрирован в Государственном реестре средств измерений Республики Беларусь под № РБ 03 14 1018 99, России – под № 19948-00 и имеет сертификаты РБ № 1094 и России № 8535.

Метрологическое обеспечение осуществляется с помощью меры градиента магнитного поля типа МГП и не требует использования стандартных образцов металла. Методика поверки прибора МП.МИ785.2000 утверждена в установленном порядке.

Приборы ИМА-4М в настоящее время используются для контроля качества тонколистового проката сталей на Магнитогорском металлургическом комбинате и предприятиях "Северсталь" (г. Череповец), ЕКО Stahl (г. Айзенхюттенштадт, Германия).

Список литературы

1. Михеев М.Н., Горкунов Э.С. Магнитные методы структурного анализа и неразрушающего контроля. – М.: Наука, 1993. – 252 с.
2. Мельгуй М.А. Магнитный контроль механических свойств сталей. – Минск.: Наука и техника, 1980. – 184 с.
3. Щербинин В.Е., Горкунов Э.С. Магнитный контроль качества металлов. – Екатеринбург: УрО РАН, 1996. – 266 с.
4. Радиллов С.В., Воробьев Е.И. Усовершенствованная схема коэрцитиметра типа КИФМ-1. – Дефектоскопия, 1978, № 12, с. 94–95.
5. Матюк В.Ф. Импульсный магнитный контроль прочностных характеристик ферромагнитных изделий. – Весці НАН Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук, 1998, № 4, с. 114–118.
6. Мельгуй М.А. Импульсный магнитный анализатор ИМА-2А, – В сб. "Неразрушающие методы и средства контроля и их применение в промышленности", Минск: Наука и техника, 1973, с. 81–90.
7. Мельгуй М.А., Мальцев В.Л., Пиунов В.Д., Цысецкий И.А. Импульсный магнитный анализатор ИМА-4. – Дефектоскопия, 1979, № 3, с. 29–32.
8. Мельгуй М.А., Пиунов В.Д., Цукерман В.Л. Импульсный магнитный анализатор ИМА-4А. – Дефектоскопия, 1986, № 11, с. 63–67.

УДК 620.179.14

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПО ИХ ИЗМЕРЕНИЮ НА ИЗДЕЛИЯХ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ С ЦЕЛЮ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ПРОЧНОСТНЫХ СВОЙСТВ

Матюк В. Ф., Осипов А. А.

*Институт прикладной физики НАН Беларуси
Минск, Беларусь*

Введение

Создание новых материалов и повышение качества продукции, разработка методов и средств их неразрушающего контроля, требует дальнейшего развития методов и средств определения магнитных характеристик изделий металлургии и машиностроения. Трудности, которые возникают при этом, определяются тем, что связь между физико-механическими и магнитными параметрами изделий носит сложный характер и часто неоднозначна [1–3].

Для практических задач неразрушающего контроля наибольший интерес представляет измерение параметров петли магнитного гистерезиса в разомкнутой магнитной цепи, так как такое измерение характеризуется повышенной производительностью, что наиболее необходимо в процессе производства. Достоверность контроля можно повысить, если использовать при контроле магнитные параметры не тела, а вещества. Однако измерение параметров вещества приводит к существенному понижению его производительности в сравнении с измерениями в разомкнутой магнитной цепи.

Определение магнитных параметров вещества тел конечных размеров при их перемagnetивании однородным квазистатическим полем в разомкнутой магнитной цепи является актуальной задачей и при проведении магнитных измерений, поскольку обеспечивает более быстрое определение параметров, чем при измерении на кольцевых образцах или в пермеамetre.

Методика расчета

Определения магнитных параметров вещества по магнитным параметрам тела является обратной задачей неразрушающего контроля и магнитных измерений. При этом необходимо учитывать, что параметры петли гистерезиса, которые измерены в разомкнутой цепи, заметно меньше по величине тех же параметров вещества. Так для цилиндрического стержня длиной 200 мм и диаметром 10 мм из стали 45 в состоянии поставки остаточная намагничённость тела $M_{\text{гт}}$ приблизительно в пять раз меньше, чем эта же величина для вещества M_r . Аналогичные зависимости получаются и для остальных магнитных параметров вещества: намагничённости насыщения M_s , коэрцитивной силы H_{cs} , начальной восприимчивости χ_n , намагничённостей на основной кривой: M_c при поле равно H_{cs} и M_{2c} при $H = 2H_{cs}$ [4, 5].

Для решения данной обратной задачи необходимо использовать выражения для описания процесса намагничивания и гистерезисного цикла, которые обладают максимально достижимой точностью при описании этих процессов. При этом точность, с которой описывается процесс перемagnetивания, должна быть высокой во всем интервале изменения перемagnetивающего поля.

Проведенные исследования показали, что этим требованиям удовлетворяют математические модели основной кривой намагничивания и петли магнитного гистерезиса на основе арктангенсовых аппроксимаций [4, 5]. Сравнение результатов расчета по этим моделям с экспериментом для образцов с коэрцитивной силой в диапазоне от 297 до 3120 А/м, показало, что они удовлетворительно согласуются в широком интервале изменения перемagnetивающих полей.

Для описания процесса перемagnetивания ферромагнетика в открытой магнитной цепи [6], необходимо измерять внутреннее магнитное поле $H_{\text{вн}}$ или проводить исследования с использованием выражения вида, связывающие между собой внутренние и внешние $H_{\text{вн}}$ магнитные поля [7].

$$H_{\text{вн}} = H_{\text{вн}} - NM_{\text{т}}; H_{\text{внм}} = H_{\text{внм}} - NM_{\text{мт}}; \chi_{\text{нт}} = \frac{\chi_n + 1}{1 + N\chi_n} - 1 \quad (1)$$

где N – коэффициент размагничивания, $M_{\text{т}}$ и $M_{\text{мт}}$ – соответственно намагничённость тела и максимальная намагничённость тела, $H_{\text{мвн}}$ и $H_{\text{мвн}}$ максимальная величина напряженности внутреннего и внешнего магнитных полей, $\chi_{\text{нт}}$ – начальная магнитная восприимчивость тела.

Из (1) следует, что χ_n легко определяется по величинам $\chi_{\text{нт}}$ и N :

$$\chi_n = \frac{(1 - N)(\chi_{\text{нт}} + 1)}{1 - N(\chi_{\text{нт}} + 1)} - 1. \quad (2)$$

В каждой точке перемagnetиваемого тела различие между внутренним и внешним полями сложным образом зависит от существенно нелинейных свойств ферромагнетика и конкретной формы изучаемого образца.

На основе выражения для описания процесса перемagnetивания вещества [4, 5] с учетом (1) выражение для петли магнитного гистерезиса примет вид:

$$M_{\tau} = \pm \frac{M_s (H_{\text{вшм}} - NM_{\text{мт}})^2 k_{\text{тс}}^{\tau} / \pi + k_1 k_3^m H_{\text{сс}}^2}{(H_{\text{вшм}} - NM_{\text{мт}})^2 + k_2 (H_{\text{вшм}} - NM_{\text{мт}})^{3/2} H_{\text{сс}}^{1/2} + k_1 H_{\text{сс}}^2} \times \\ \times \left\{ 2 \arctg \frac{H_{\text{сс}} \pm (H_{\text{вш}} - NM_{\tau})}{H_0^{\tau}} - \left(\arctg \frac{H_{\text{сс}} + H_{\text{вшм}} - NM_{\text{мт}}}{H_0^{\tau}} + \arctg \frac{H_{\text{сс}} - H_{\text{вшм}} + NM_{\text{мт}}}{H_0^{\tau}} \right) \right\} \quad (3)$$

(знак «+» относится к нисходящей ветви петли гистерезиса, знак «-» – восходящей), а для основной кривой намагничивания

$$M_{\text{мт}} = \frac{M_s (H_{\text{вшм}} - NM_{\text{мт}})^2 k_{\text{тс}}^m / \pi + k_1 k_3^m H_{\text{сс}}^2}{(H_{\text{вшм}} - NM_{\text{мт}})^2 + k_2 (H_{\text{вшм}} - NM_{\text{мт}})^{3/2} H_{\text{сс}}^{1/2} + k_1 H_{\text{сс}}^2} \times \\ \times \left\{ \arctg \frac{H_{\text{сс}} + (H_{\text{вшм}} - NM_{\text{мт}})}{H_0^{\tau}} - \arctg \frac{H_{\text{сс}} - H_{\text{вшм}} + NM_{\text{мт}}}{H_0^{\tau}} \right\}, \quad (4)$$

где

$$k_{\text{тс}}^{\tau} = \sqrt{\frac{H_{\text{тс}}^2 + \pi (H_{\text{вш}} - NM_{\tau})^2}{H_{\text{тс}}^2 + 2(H_{\text{вш}} - NM_{\tau})^2} \cdot \frac{H_{\text{тс}}^2 + 2H_{\text{мс}}^2}{H_{\text{тс}}^2 + \pi H_{\text{мс}}^2}}; \quad k_1 = \sqrt{\frac{4\pi^2 \left[\frac{1}{M_c} \frac{M_s k_{\text{тс}}^{Hc}}{\pi} \arctg \left(2 \frac{H_{\text{сс}}}{H_0^{\tau}} \right) - 1 \right]^2 + 1}{4\pi^2 \left[1 - \frac{1}{M_c} k_3^{Hc} \arctg \left(2 \frac{H_{\text{сс}}}{H_0^{\tau}} \right) \right]^2 + 1}}; \quad (5)$$

$$k_2 = \frac{1}{\sqrt{8}} \left\{ \frac{4M_s k_{\text{тс}}^{2Hc} / \pi + k_1 k_3^{2Hc}}{M_{2c}} \left[\arctg \left(3 \frac{H_{\text{сс}}}{H_0^{\tau}} \right) + \arctg \left(\frac{H_{\text{сс}}}{H_0^{\tau}} \right) \right] - 4 - k_1 \right\}; \quad (6)$$

$$k_3^m = \frac{\chi_{\text{нт}} H_{\text{сс}}^2}{2H_0^{\tau} [(H_{\text{вшм}} - NM_{\text{мт}})^2 + H_{\text{сс}}^2]} [H_0^{\tau^2} + H_{\text{сс}}^2 - (H_{\text{вшм}} - NM_{\text{мт}})^2] \times \\ \times \left[1 + \frac{2H_{\text{сс}}^3 (H_0^{\tau^2} + H_{\text{сс}}^2 - (H_{\text{вшм}} - NM_{\text{мт}})^2)}{(H_{\text{сс}}^2 + H_0^{\tau^2})^2 [(H_{\text{вшм}} - NM_{\text{мт}})^2 + H_{\text{сс}}^2]} (H_{\text{вшм}} - NM_{\text{мт}}) \right]; \quad (7)$$

$$H_0^{\tau} = \frac{H_{\text{сс}}}{\text{tg} \left(\frac{M_{\text{рс}}}{M_s} \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{H_{\text{тс}}^2 + \pi H_m^2}{H_{\text{тс}}^2 + 2H_m^2}} \right)}. \quad (8)$$

При решении обратной задачи, т. е. при определении магнитного параметра вещества M_x , который находится при значении поля H_x по измеренным в открытой магнитной цепи намагниченности $M_{\text{хт}}$ значении поля $H_{\text{хт}}$ исходным являются уравнения (3) или (4).

При перемагничивании ферромагнитного образца в открытой магнитной цепи наиболее близкой к намагниченности насыщения M_s точкой на петле гистерезиса является максимальная намагниченность $M_{\text{мт}}$ тела. В этом случае выражение для определения намагниченности насыщения M_s из (3) можно записать в виде трансцендентного уравнения

$$M_s = \frac{\pi}{(H_{\text{вшм}} - NM_{\text{мт}})^2 k_{ts}^m} \left\{ M_{\text{мт}} \frac{(H_{\text{вшм}} - NM_{\text{мт}})^2 + k_2 (H_{\text{вшм}} - NM_{\text{мт}})^{3/2} H_{cs}^{1/2} + k_1 H_{cs}^2}{\arctg \frac{H_{cs} + H_{\text{вшм}} - NM_{\text{мт}}}{H_0^T}} - \arctg \frac{H_{cs} - H_{\text{вшм}} + NM_{\text{мт}}}{H_0^T} - k_1 k_3^m H_{cs}^2 \right\}, \quad (9)$$

где

$$k_{ts}^m = \sqrt{\frac{H_{ts}^2 + \pi(H_{\text{вшм}} - NM_{\text{мт}})^2}{H_{ts}^2 + 2(H_{\text{вшм}} - NM_{\text{мт}})^2} \cdot \frac{H_{ts}^2 + 2H_{ms}^2}{H_{ts}^2 + \pi H_{ms}^2}}. \quad (10)$$

Аналогично можно записать исходное уравнение для определения M_c из (4)

$$\frac{1}{M_c} = \frac{-\left[-k_{1c}^2 k_3^{Hc} + \frac{M_s k_{ts}^{Hc}}{\pi}\right]}{\left[k_{1c}^2 (k_3^{Hc})^2 - \frac{M_s^2 (k_{ts}^{Hc})^2}{\pi^2}\right] \arctg\left(\frac{2H_{cs}}{H_0^T}\right)} \pm \sqrt{\frac{\left[-k_{1c}^2 k_3^{Hc} + \frac{M_s k_{ts}^{Hc}}{\pi}\right]^2 - \left(1 + \frac{1}{4\pi^2}\right)(k_{1c}^2 - 1) \left[k_{1c}^2 (k_3^{Hc})^2 - \frac{M_s^2 (k_{ts}^{Hc})^2}{\pi^2}\right]}{\left[k_{1c}^2 (k_3^{Hc})^2 - \frac{M_s^2 (k_{ts}^{Hc})^2}{\pi^2}\right] \arctg\left(\frac{2H_{cs}}{H_0^T}\right)}}, \quad (11)$$

где

$$k_{1c} = \frac{-\frac{1}{\pi} \left[\arctg \frac{H_{cs} + H_{\text{ст}} - NM_{\text{ст}}}{H_0^T} - \arctg \frac{H_{cs} - H_{\text{ст}} + NM_{\text{ст}}}{H_0^T} \right] M_s k_{ts}^{Mc} (H_{\text{ст}} - NM_{\text{ст}})^2}{k_3^{Mc} H_{cs}^2 \left[\arctg \frac{H_{cs} + H_{\text{ст}} - NM_{\text{ст}}}{H_0^T} - \arctg \frac{H_{cs} - H_{\text{ст}} + NM_{\text{ст}}}{H_0^T} \right] - M_{\text{ст}} H_{cs}^2}; \quad (12)$$

$$k_3^{Hc} = \frac{\chi_{\text{HT}} H_0^T}{4} \left[1 + \frac{H_{cs}^2 H_0^{T^2}}{(H_{cs}^2 + H_0^{T^2})^2} \right]; \quad k_{ts}^{Hc} = \sqrt{\frac{H_{ts}^2 + \pi H_c^2}{H_{ts}^2 + 2H_c^2} \cdot \frac{H_{ts}^2 + 2H_{ms}^2}{H_{ts}^2 + \pi H_{ms}^2}}; \quad (13)$$

$$k_{ts}^{Mc} = \sqrt{\frac{H_{ts}^2 + \pi(H_{\text{ст}} - NM_{\text{ст}})^2}{H_{ts}^2 + 2(H_{\text{ст}} - NM_{\text{ст}})^2} \cdot \frac{H_{ts}^2 + 2H_{ms}^2}{H_{ts}^2 + \pi H_{ms}^2}}; \quad (14)$$

$$k_3^{Mc} = \frac{\chi_{\text{HT}} H_{cs}^2}{2H_0^T [(H_{\text{ст}} - NM_{\text{ст}})^2 + H_{cs}^2]} \left[H_0^{T^2} + H_{cs}^2 - (H_{\text{ст}} - NM_{\text{ст}})^2 \right] \times \left[1 + \frac{2H_{cs}^3 [H_0^{T^2} + H_{cs}^2 - (H_{\text{ст}} - NM_{\text{ст}})^2]}{(H_{cs}^2 + H_0^{T^2})^2 [(H_{\text{ст}} - NM_{\text{ст}})^2 + H_{cs}^2]} (H_{\text{ст}} - NM_{\text{ст}}) \right]. \quad (15)$$

Остаточную намагниченность M_r вещества можно получить, если положить в уравнении (3) внешнее поле равным нулю. Тогда

$$M_{rs} = \frac{2M_s k_{ts}^0}{\pi} \arctg \left\{ \frac{H_{cs}}{H_{cs} - NM_{rT}} \operatorname{tg} \left\{ \frac{1}{2} \left[\arctg \frac{H_{cs} + H_{вшm} - NM_{mT}}{H_0^T} + \arctg \frac{H_{cs} - H_{вшm} + NM_{mT}}{H_0^T} + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \frac{M_{rT} \left[(H_{вшm} - NM_{mT})^2 + k_2 (H_{вшm} - NM_{mT})^{3/2} H_{cs}^{1/2} + k_1 H_{cs}^2 \right]}{\frac{M_s k_{ts}^{Mr} (H_{вшm} - NM_{mT})^2}{\pi} + k_1 k_3^m H_{cs}^2} \right] \right\} \right\}, \quad (16)$$

где

$$k_{ts}^0 = \sqrt{\frac{H_{ts}^2 + 2H_{ms}^2}{H_{ts}^2 + \pi H_{ms}^2}}, \quad k_{ts}^{Mr} = \sqrt{\frac{H_{ts}^2 + \pi(NM_{rT})^2}{H_{ts}^2 + 2(NM_{rT})^2} \cdot \frac{H_{ts}^2 + 2H_{ms}^2}{H_{ts}^2 + \pi H_{ms}^2}}. \quad (17)$$

Выражение для коэрцитивной силы можно получить, приравняв M_T к нулю при $H_{вш} = H_{сT}$ в уравнении (3)

$$H_c = H_{сT} \left\{ 1 - \frac{\operatorname{tg} \left[\frac{1}{2} \arctg \frac{2H_{cs} / H_0^T}{1 - [H_{cs}^2 - (H_{вшm} - NM_{mT})^2] / H_0^{T^2}} \right]}{\operatorname{tg} \left(\frac{M_{rs} \pi / 2}{M_s \cdot k_{ts}^0} \right)} \right\}^{-1}. \quad (18)$$

Для определения основных магнитных параметров вещества по известным параметрам для тела необходимо решить систему нелинейных трансцендентных уравнений (9) – (18). Такого рода задачи решаются несколькими методами [8–11]. Наиболее известными из них являются метод Ньютона–Рафсона и метод простых итераций (или метод последовательных приближений). В нашем случае можно применить метод последовательных приближений.

Для решения системы уравнений (9) – (18) необходимо задать начальное (нулевое) приближение искомых параметров $M_s^{(0)}, M_r^{(0)}, H_c^{(0)}, M_{2c}^{(0)}, M_c^{(0)}$ и $\chi_n^{(0)}$ (уравнение для M_{2c} не приводится). При достаточно большой величине максимального перемагничивающего поля хорошими нулевым приближением для намагниченности насыщения вещества является величина максимальной намагниченности тела M_{mT} , то есть можно положить, что $M_s^{(0)} \approx M_{mT}$. Хорошим нулевым приближением для коэрцитивной силы вещества является его значение для тела $H_{сT}$, то есть можно положить, что $H_c^{(0)} \approx H_{сT}$. Меньше определенности в выборе нулевого приближения для остаточной намагниченности $M_r^{(0)}$, для которой на основании характеристик большинства ферромагнитных сталей нами использовалось приближенное значение $M_r^{(0)} \approx (0,2 \div 0,7) \cdot M_s^{(0)}$. Для вычисления намагниченностей $M_{2c}^{(0)}$ и $M_c^{(0)}$ использовались приближенные формулы из [5]: $M_{2c}^{(0)} \approx 0,84 \cdot M_{rs}^{(0)} + 0,2 \cdot 10^6$ и $M_c^{(0)} \approx 0,94 \cdot M_{rs}^{(0)} - 0,3 \cdot 10^6$.

Решение считалось найденным, если для всех последовательно вычисленных магнитных параметров $M_s^{(i)}, M_r^{(i)}, H_c^{(i)}, M_{2c}^{(i)}$ и $M_c^{(i)}$ выполнялось условие $|(M_x^{(i)} - M_x^{(i-1)}) / M_x^{(i)}| < 10^{-4}$. Проверка возможности восстановления параметров материала

по параметрам тела проводилась по экспериментальным данным для образцов из стали 45 в состоянии поставки. Образцы имели форму цилиндрических стержней диаметром 10 мм. Длина образцов изменялась от 50 до 200 мм, а их коэффициент размагничивания – приблизительно от 0,04 до 0,005.

Проведенные вычисления выявили существенное отклонение восстановленных магнитных характеристик вещества от измеренных в замкнутой магнитной цепи. Так для образца длиной 100 мм наибольшую погрешность восстановления имеют величины намагниченности M_{2c} и M_c , причем вычисленное значение превышает измеренное более чем на 40%. Такая высокая погрешность является неприемлемой, поэтому возможное решение данной трудности – это воспользоваться связью намагниченности M_{2c} с другой магнитной величиной. Поскольку намагниченность M_{2c} , определяемая на основной кривой, является аналогом остаточной намагниченности M_r на петле гистерезиса, то в процессе дальнейших вычислений полагали их равными $M_{2c}^{(i)} = M_r^{(i)}$. Проведенные вычисления показали, что погрешность существенно уменьшилась.

На рисунке представлены погрешности восстановления δ_x (в %) параметров вещества по параметрам тела в зависимости от коэффициента размагничивания N . Из рис.1. видно, что зависимость от коэффициента размагничивания N погрешности δ_x восстановления параметров вещества по параметрам тела в основном носит случайный характер. Так наименьшей величине коэффициента размагничивания не соответствуют наименьшие значения погрешностей восстановления параметров вещества. Тем не менее, для большинства магнитных параметров погрешность восстановления не превышает 25 %, поэтому получаемые при восстановлении магнитные параметры можно рекомендовать в качестве оценочных величин.

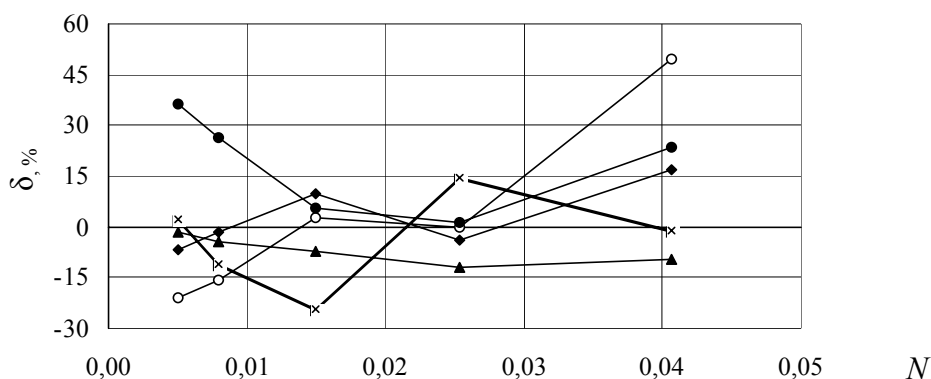


Рис.1. Погрешность δ_x восстановления параметров вещества по параметрам тела.

◆ – M_s ; ■ – M_r ; ▲ – H_c ; × – M_{2c} ; ○ – M_c ; ● – χ_n

Список литературы

1. Михеев М.Н., Горкунов Э.С. Магнитные методы структурного анализа и неразрушающего контроля. – М.: Наука, 1993. – 252 с.
2. Щербинин В.Е., Горкунов Э.С. Магнитный контроль качества металлов. – Екатеринбург: УрО РАН, 1996. – 266 с.
3. Мельгуй М.А. Магнитный контроль механических свойств сталей. – Минск: Наука и техника, 1980. – 184 с.
4. Матюк В.Ф., Осипов А.А. Математическая модель намагничивания ферромагнетиков. – Доклады НАН Беларуси, 2004, т. 48, № 5, с. 43–45.
5. Матюк В.Ф., Осипов А.А. Математическая модель петли магнитного гистерезиса. – Доклады НАН Беларуси, 2004, т. 48, № 2, с. 52–55.
6. Пономарев Ю.Ф. Влияние размагничивающего фактора на гармонические составляющие

- намагниченности циклически перемещающихся ферромагнитных сердечников. I. Расчет// Дефектоскопия. – 1991. – № 5. – с. 61-69.
7. Аркадьев В.К. Магнитные коэффициенты формы, вещества и тела. – В кн.: В.К.Аркадьев. Избранные труды. – М.: Изд. АН СССР, 1961, с. 259-274.
 8. Калиткин Н.Н. Численные методы. – М.: Наука, 1978. – 512 с.
 9. Вержбицкий В.М. Численные методы. Линейная алгебра и нелинейные уравнения. – М.: ОНИКС 21 век, 2005. – 432 с.
 10. Бахвалов Н.С. Численные методы. Анализ, алгебра, обыкновенные дифференциальные уравнения. – М.: НАУКА, 1975. – 632 с.
 11. Мак-Кракен Д., Дорн У. Численные методы и программирование на ФОРТРАНе. – М.: МИР, 1969. – 584 с.

ВЛИЯНИЕ АНИЗОТРОПИИ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НА ВЕРОЯТНОСТЬ ХРУПКОГО РАЗРУШЕНИЯ Ge ПРИ ДЕЙСТВИИ ВЫСОКИХ ЛОКАЛЬНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ

Тюрин А. И., Иволгин В. И., Поверинова Г. В.

ТГУ, Тамбов

Полупроводниковые материалы Si и Ge до сих пор остаются одним из самых распространенных материалов в микроэлектронике, микроэлектромеханических и наноэлектромеханических системах (МЭМС и НЭМС), они используются для изготовления деталей микроскопов, кателеверов атомно-силовых микроскопов и др.

При этом определяющую роль начинают играть механические свойства этих материалов в микро- и субмикрообъемах и, особенно, условий хрупкого разрушения и вязко-хрупкого перехода.

Поэтому цель работы заключалась в исследовании влияния анизотропии механических свойств Ge на вероятность хрупкого разрушения в зоне действия высоких локальных напряжений.

Эксперименты проводили на установке по динамическому микро- и наноиндентированию собственной конструкции. В качестве индентора был использована алмазная пирамида Берковича. Нагружение осуществляли симметричным импульсом силы треугольной формы и временем фронта нагружения $t = 10$ с. Индентировали плоскость (111) при комнатной температуре. Угол α поворота индентора на плоскости (111) относительно кристаллографических направлений изменялся с шагом в интервале от 0° до 120° . Трещины регистрировались в оптическом микроскопе после снятия нагрузки.

В ходе работы была получена зависимость вероятности хрупкого разрушения W и длины трещины C от угла поворота индентора при нагрузке $P = 160$ мН и времени фронта нагружения $t = 10$ с. При этом вероятность образования трещин W (отношение числа выявляемых трещин к числу углов отпечатков, выраженная в процентах) изменялась от 50% (при $\alpha = 30^\circ$) до 90% (при $\alpha = 90^\circ$) в зависимости от угла поворота. Причем, вероятность образования при 0° равнялась вероятности образования при 120° (рис. 1.).

Таким образом, было выявлено влияние ориентации индентора относительно кристаллографических направлений на вероятность образования трещин в зоне действия высоких локальных напряжений.

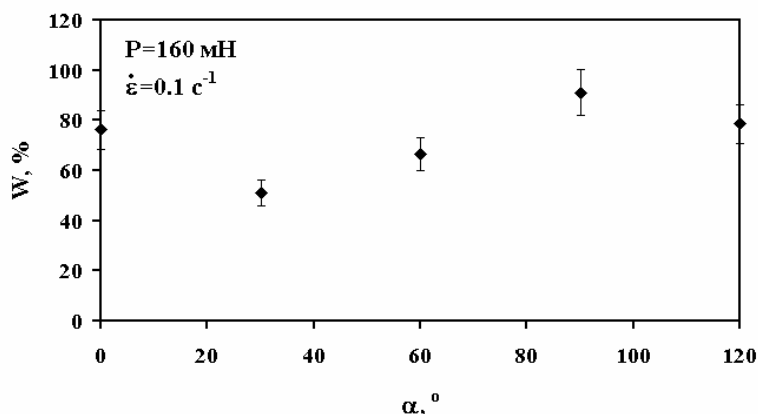


Рис.1. Влияние угла поворота индентора на вероятность образования трещин.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№ 07-02-00906_a, № 06-08-01433)

РОЛЬ РАЗМЕРНОГО И СКОРОСТНОГО ФАКТОРОВ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ МИКРОРЕЛЬЕФА НА БЕЗДИСЛОКАЦИОННОМ Si В УСЛОВИЯХ СИЛЬНО СТЕСНЕННОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Тюрин А. И., Юнак М. А., Коренков В. В., Иволгин В. И.

ТГУ, Тамбов
aityurin@narod.ru

Монокристаллический кремний до сих пор остается одним из самых востребованных материалов для полупроводниковой и фотоэлектрической техники, на котором базируется современная электроника, вычислительные системы, солнечные элементы микроэлектромеханические устройства (MEMS). Он используется в кантилеверах атомно-силовых микроскопов и т.д. Поэтому, в связи с широким применением этого материала в различных устройствах на уровне микро- и нанообъемов, актуальным представляется исследование физико-механических свойств, и в первую очередь поверхностных, при действии высоких скоростей относительной деформации.

Целью данной работы являлось определение влияния размерного и скоростного факторов на формирование нанорельефа поверхности в зоне действия высоких локальных напряжений.

Для проведения исследования был взят бездислокационный химически полированный Si. Создание микро- и нанорельефа производили методом динамического наиндентирования. К индентору Берковича прикладывали симметричный импульс нагрузки треугольной формы. Скорость относительной деформации $\dot{\epsilon}$ варьировалась в пределах от 10^{-2} до 10^2 с^{-1} , размер зоны контакта $h_{\text{МАКС}}$ в пределах от 0,3 мкм до 1,2 мкм. Контроль микрорельефа проводился с помощью атомно-силового микроскопа AFM Solver. Характерные картины микрорельефа при различных скоростях относительной деформации показаны на рис. 1. Знание рельефа материала в зоне деформирования позволяет определить объем материала, вынесенного в навал ($V_{\text{нав}}$).

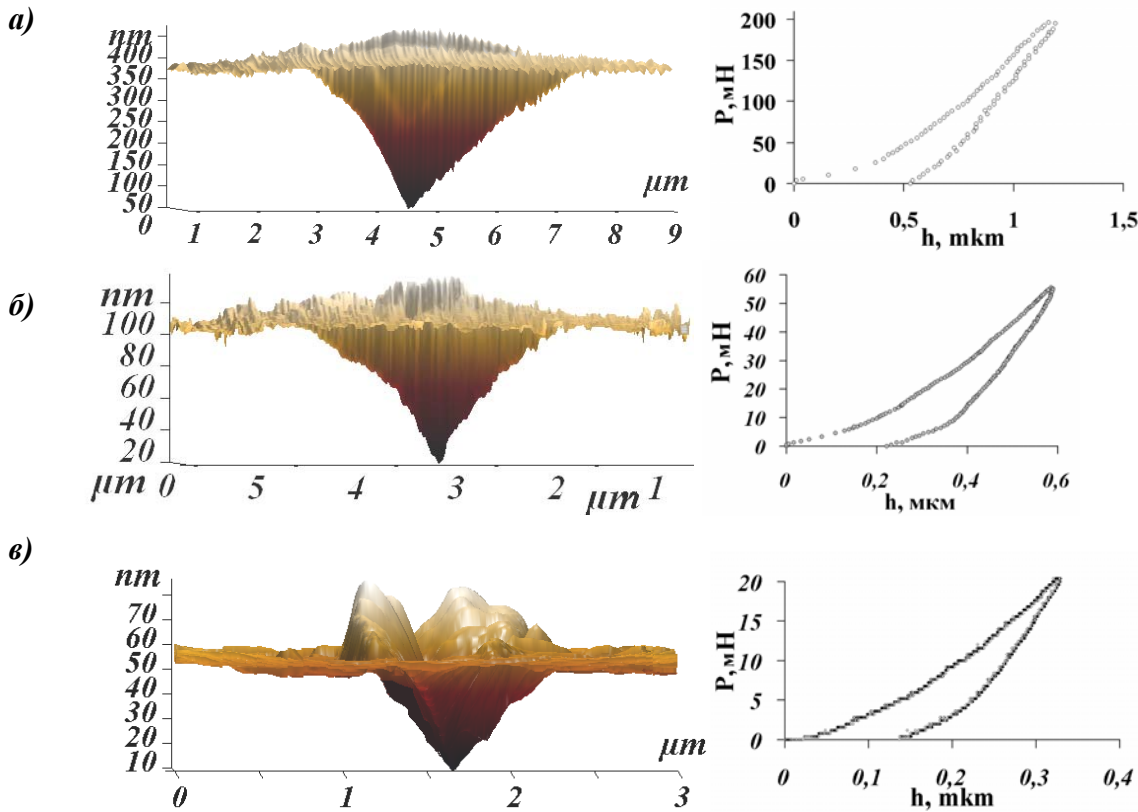


Рис.1. Характерные картины поверхности вокруг пятна контакта и соответствующие им $P(h)$ диаграммы, полученные при $\dot{\epsilon} = 10^2 \text{ с}^{-1}$ и различных масштабах зоны контакта
 а) $h_{MAKC} = 1,2 \text{ мкм}$; б) $h_{MAKC} = 0,6 \text{ мкм}$; в) $h_{MAKC} = 0,3 \text{ мкм}$

В ходе работы показано, что скоростная зависимость доли материала, выдавленного на поверхность из пятна контакта ($V_{нав}/V_{отп}$, где $V_{отп}$ – объем отпечатка) при действии высокого локального напряжения, на химически полированном кремнии очень мала и остается постоянной в исследованном диапазоне $\dot{\epsilon}$ от 10^{-2} до 10^2 с^{-1} (рис.2).

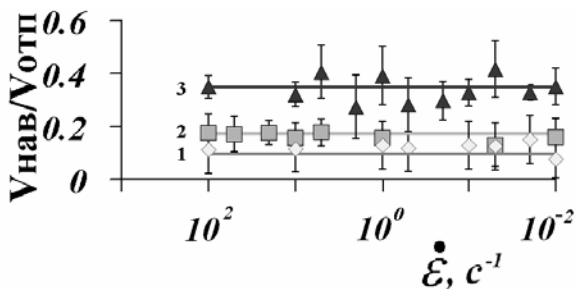


Рис.2. Скоростная зависимость доли материала, вытесненного на поверхность при высоком локальном нагружении.

а) $h_{MAKC} = 1,2 \text{ мкм}$;
 б) $h_{MAKC} = 0,6 \text{ мкм}$;
 в) $h_{MAKC} = 0,3 \text{ мкм}$

Исследование размерного фактора показало, что с уменьшением размера зоны контакта доля материала, вынесенного на поверхность в навал, увеличивается. Во всяком случае, это справедливо для исследованного диапазона размеров зоны деформирования от 1,2 до 0,3 мкм.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-02-00906-а и № 06-08-01433).

УДК 620.179 + 621.357.7

**ТРИБОТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НИКЕЛЕВЫХ КОМПОЗИТОВ
С ИНКОРПОРИРОВАННЫМИ НАНОДИСПЕРСНЫМИ ЧАСТИЦАМИ** **WO_3 , MoO_3 , $\text{W}_x\text{Mo}_{1-x}\text{O}_3$** **Степанова Л. И., Бодрых Т. И., Свиридова Т. В., Казаченко В. П.,
Киселевский О. С.***НИИ физико-химических проблем Белгосуниверситета, Минск, Беларусь*

Электролитическое получение композитов состоит в возможности внедрять в формирующийся на катоде слой (металлическую матрицу) взвешенные в электролите нерастворимые частицы [1]. Композиционные электрохимические покрытия (КЭП) наносят из известных или вновь предлагаемых электролитов, модифицированных добавками высокодисперсных порошков или микроволокон.

Процессы осаждения композиционных покрытий пока мало изучены, существуют определенные сложности в сохранении стабильности растворов при введении в них дисперсной фазы, необходимости поддержания дисперсных частиц во взвешенном состоянии в объеме электролита. Для достижения конкретных и устойчивых свойств покрытий необходимо, в первую очередь, точное знание свойств вещества дисперсной фазы. В настоящее время зачастую разработка новых типов КЭП сдерживается трудоемкостью или высокой себестоимостью процесса получения частиц дисперсной фазы, что обусловлено несистематизированностью подходов и методов целенаправленного синтеза твердотельных структур с заданными размерными и морфологическими характеристиками.

Авторами работ [2–4] впервые в процессах формирования КЭП в качестве дисперсной фазы были использованы высокодисперсные оксиды вольфрама и молибдена, и было установлено, что инкорпорирование таких частиц в никелевую матрицу приводит к повышению износостойкости композитов Ni–оксид даже при невысоком (1–4 масс. %) содержании дисперсной фазы. В процессе исследований в [2–4] была показана возможность эффективного управления размерными, структурными и морфологическими характеристиками оксидных частиц при их синтезе из водных растворов, а также установлено, что наличие собственной редокс-активности способствует капсулированию частиц оксида в никелевой матрице, а это, в свою очередь, благоприятно сказывается на уровне адгезии внедряемых частиц и является важным фактором, влияющим на микрогеометрию и механические свойства поверхности получаемой композитной пленки.

Целью данной работы являлось исследование механических, триботехнических свойств а также процесса приработки тонкопленочных композитов никель – индивидуальные или смешанные оксиды вольфрама и/или молибдена (WO_3 , MoO_3 , $\text{W}_x\text{Mo}_{1-x}\text{O}_3$) в паре трения со сталью.

Методика эксперимента

КЭП на основе никеля формировали при электрохимическом восстановлении ионов этого металла из стандартного никелевого электролита, в который вводились высокодисперсные оксиды вольфрама (молибдена) или смешанные оксиды этих металлов в виде порошка или суспензии в количестве 0,5 г/л. Ультрадисперсные частицы индивидуальных оксидов вольфрама (молибдена) синтезировали при термическом, механическом и ультразвуковом воздействиях на растворы молибденовой и гели вольфрамовой

кислот. В зависимости от условий синтеза размеры частиц варьировались в пределах от 10–50 нм до 3–5 мкм для WO_3 , и от 30–250 нм до 1–10 мкм для MoO_3 [2–4]. Наряду с частицами индивидуальных оксидов, по специальным методикам (прекурсор для получения оксидов получался путем ионного обмена – способ I, или при подкислении растворов соответствующих солей – способ II) синтезировались [5] и вводились в электролит частицы смешанных оксидов вольфрама и молибдена $\text{W}_x\text{Mo}_{1-x}\text{O}_3$ тех же размеров в той же концентрации.

Триботехнические испытания осуществляли по схеме шар–плоскость при возвратно-поступательном скольжении индентора на микротрибометре ММТ при средней скорости трения 13,5 мм/с и нагрузке на индентор 0,2 Н, что соответствовало начальному давлению в зоне контакта 12 МПа. Длина дорожки трения составляла 13 мм. КЭП наносили на шаровые инденторы диаметром 6 мм, выполненные из закаленной до 56–58 HRC стали 45. В этом случае контртелом являлась плоская подложка из закаленной до 56–58 HRC стали 45 с микрошероховатостью поверхности $R_a < 0,05$ мкм. Трение осуществлялось при граничной смазке моторным маслом, а также без смазки. Величина линейного износа определялась по размеру пятен износа покрытия на шаровом инденторе после фиксированного числа циклов истирания с помощью оптического микроскопа МИМ-7. В процессе испытаний регистрировалось также изменение коэффициента трения.

Вторая серия триботехнических испытаний проводилась на машине трения СМТ-1 по схеме вал–частичный вкладыш в условиях граничной смазки, при давлении в зоне контакта от 0,2 до 2 МПа и скорости трения 0,5 м/с. В качестве контртела был использован полированный до $R_a < 0,05$ мкм ролик диаметром 40 мм, выполненный из закаленной 56–58 HRC стали 45. Испытуемые покрытия толщиной 30 мкм наносились на частичные вкладыши с площадью поверхности трения 200 мм², выполненные из стали ШХ15. Испытания проводились до установления стабильной величины коэффициента трения.

Морфология исходной поверхности покрытий исследовалась при помощи сканирующего микроскопа ЛЕО-1420. Профили поверхности покрытий и дорожек трения исследовались на профилометре «Калибр», подключенном к компьютеру через аналогово-цифровое устройство. Микротвёрдость покрытий измеряли по стандартной методике на микротвердомере ПМТ-3 при нагрузке 200 г.

Результаты и их обсуждение

Установлено, что микротвёрдость исследуемых плёнок определяется как размерами частиц дисперсной фазы и их концентрацией в электролите, так и природой частиц и методом их синтеза. При одинаковой концентрации в электролите (0,5 г/л) и примерно равном содержании в композитной плёнке (1,0–1,5 масс. %) максимальная микротвёрдость, равная 5,7–6,1 ГПа, зафиксирована для композитов с инкорпорированными частицами смешанного оксида. Инкорпорирование частиц индивидуальных оксидов приводит к возрастанию микротвёрдости только в случае ультрадисперсного MoO_3 (до 4,9 ГПа). Для микродисперсного оксида молибдена или оксида вольфрама этот параметр лишь незначительно превышает аналогичный показатель для никеля без дисперсных частиц (3,05–3,75 и 3,05–3,50 ГПа, соответственно).

Включение в состав плёнок частиц (1,0–1,5 масс.%) как индивидуальных, так и смешанных оксидов существенно изменяет их морфологию: они становятся более мелкозернистыми (рис.1). По результатам профилометрических измерений при базовой длине профиля 3 мм, шероховатость поверхности КЭП $\text{Ni-MoO}_3\cdot\text{WO}_3$ со смешанным оксидом составляет $R_a = 4,3 \pm 0,4$ мкм и вдвое превышает шероховатость никелевого покрытия $R_a = 2,3 \pm 0,3$ мкм (табл. 1).

Введение в электролит частиц как индивидуальных, так и смешанных оксидов вольфрама и молибдена в концентрации 0,1–1,0 г/л заметно влияет на триботехнические свойства композитных пленок. Установлено, что интенсивность их изнашивания зависит от природы оксида, концентрации дисперсных частиц в электролите, их размеров и условий испытаний, в частности, используемой нагрузки. Так, при испытании на машине трения СМТ-1 в условиях граничной смазки при давлении 0,4 МПа и скорости 0,5 м/с интенсивность изнашивания композитов Ni–MoO₃ в зависимости от содержания оксида в электролите (концентрация изменялась от 0,01 до 0,5 г/л) составляла $0,50\text{--}0,89 \cdot 10^{-7}$, а композитов Ni–WO₃ – $0,6\text{--}1,46 \cdot 10^{-7}$ (для никеля в тех же условиях $2,3 \cdot 10^{-7}$). Анализ влияния на интенсивность изнашивания нагрузочного параметра показал, что никелевые покрытия начинают разрушаться при нагрузке порядка 0,6 МПа, а композиты могут продолжать эксплуатироваться и при нагрузке 1–2 МПа и более (табл. 2).

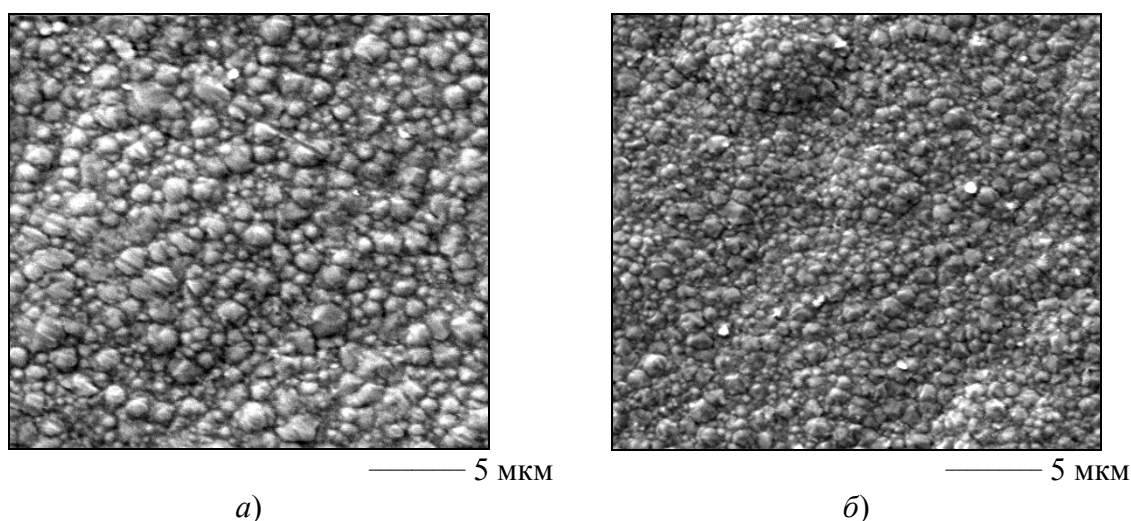


Рис. 1. РЭМ изображения поверхности электрохимически сформированной пленки никеля (а); композитной пленки Ni–MoO₃ (содержание оксидных частиц в электролите – 0,5 г/л, $t = 20^\circ\text{C}$, $i_k = 2 \text{ A/дм}^2$) (б). Сканирующая ЭМ.

Таблица 1. Параметры топографии исходной поверхности никелевых покрытий и КЭП и поверхности после проведения трибологических испытаний

Состав покрытия	Шероховатость R_a , мкм исходных пленок	Шероховатость R_a , мкм после испытаний
Ni	$2,3 \pm 0,3$	$4,9 \pm 0,2$
Ni+MoO ₃	$3,4 \pm 0,5$	$2,2 \pm 0,3$
Ni+WO ₃ ·MoO ₃	$4,3 \pm 0,4$	$2,9 \pm 0,4$
Ni+WO ₃	$2,1 \pm 0,3$	$2,3 \pm 0,3$

Таблица 2. Результаты испытаний на машине трения СМТ-1 при различных значениях нагрузки ($V = 0,5 \text{ м/с}$)

Образец	Контактное давление, МПа / Интенсивность изнашивания, $\cdot 10^{-7}$								
	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,4	1,6	1,8	2,0
Ni	2,07	2,30	4,02	-	-	-	-	-	-
Ni+WO ₃	0,52	0,89	0,6	-	0,77	0,77	1,07	1,07	4,02
Ni+MoO ₃	0,68	0,75	-	1,52	3,82	-	-	-	-

Инкорпорирование в объем композита крупных частиц оксидов во всех случаях приводит к менее выраженному эффекту упрочнения матрицы металла, чем мелких частиц: при введении в электролит WO₃ или MoO₃ в количестве 0,5–1,0 г/л интенсив-

ность изнашивания композитов, содержащих нанометровые частицы, в 3–3,5 раза ниже, чем композитов, содержащих микрометровые частицы оксида.

Определяемый в условиях граничной смазки коэффициент трения композитов с инкорпорированными частицами индивидуальных оксидов вольфрама или молибдена в зависимости от размеров и морфологии частиц может изменяться от 0,1 до 0,6. Низкий коэффициент трения $f \leq 0,1$ характерен для пленок, содержащих, как правило, частицы размером более 1 мкм, имеющие слоистое строение. Особенностью таких композитных пленок является значительное снижение коэффициента трения за цикл испытаний по мере нагружения от 0,4–0,6 (в период приработки) до 0,1 и ниже. Для композитов, содержащих ультра- и нанодисперсные частицы оксидов, регистрируется более высокий коэффициент трения $f = 0,25–0,6$. Для всех покрытий с ростом нагрузки зафиксировано линейное увеличение коэффициента трения.

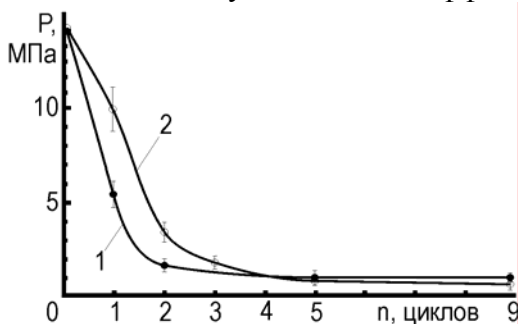


Рис. 2. Кинетика изменения контактного давления в зоне трения КЭП $\text{Ni-W}_x\text{Mo}_{1-x}\text{O}_3$ (1) и никеля (2) при испытании по схеме шар-плоскость в присутствии смазки

при котором величина интенсивности изнашивания снижается до $I_L = 1 \cdot 10^{-9}$ (рис. 3, кривая 1). Для покрытия из чистого никеля период установившегося режима изнашивания обнаружить не удалось. Интенсивность изнашивания на протяжении 9 тыс. циклов истирания практически не изменяется и составляет величину порядка $1 \cdot 10^{-7}$. При равных контактных давлениях порядка 1 МПа, что соответствует 4 тыс. циклов испытаний (рис. 3, кривые 1, 2), интенсивность изнашивания КЭП составляет $2 \cdot 10^{-9}$, что в 50 раз ниже интенсивности изнашивания покрытия никеля. При этом значение I_L при практически постоянном давлении продолжает снижаться и после 9 тыс. циклов составляет $1 \cdot 10^{-9}$ (рис. 3).

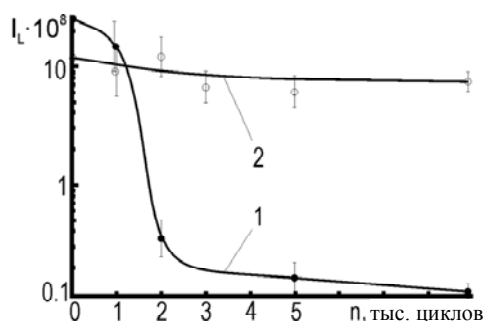


Рис. 3. Кинетика изменения интенсивности изнашивания КЭП $\text{Ni-MoO}_3 \cdot \text{WO}_3$ (1) и никелевых покрытий (2) при испытании по схеме шар-плоскость в присутствии смазки.

Изучение кинетики изнашивания КЭП с ультрадисперсными инкорпорированными частицами $\text{Ni-W}_x\text{Mo}_{1-x}\text{O}_3$ размерами порядка 100 нм показало, что вплоть до 2 тыс. циклов истирания имеет место период приработки, характеризующийся интенсивным увеличением номинальной площади контакта и, как следствие, снижением контактного давления. В этот период величина линейной интенсивности изнашивания I_L достигает $2,2 \cdot 10^{-7}$. В процессе дальнейших испытаний (до 9 тыс. циклов) по мере уменьшения контактного давления до 1 МПа (рис. 3, кривая 1) наблюдается переход к режиму установившегося изнашивания,

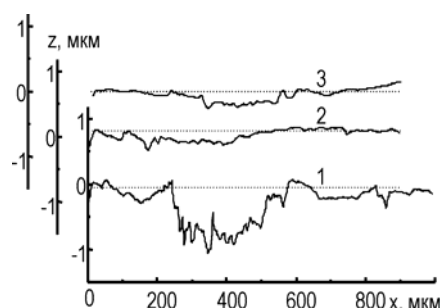


Рис. 4. Поперечные профилограммы дорожек трения на стальном контртеле после 2000 циклов истирания по схеме шар-плоскость без смазки. 1 – Ni, 2, 3 – композит $\text{Ni+MoO}_3 \cdot \text{WO}_3$. Оксид синтезировался по способу I (2), по способу II (3).

По результатам анализа профилограмм дорожек трения установлено, что величина износа стального контртела при трении по ней шарового индентора с покрытием из никеля в восемь раз превышает износ стали при трении по ней индентора с композиционным покрытием $Ni + W_xMo_{1-x}O_3$ (рис. 4).

Суммарный линейный износ пары трения КЭП $Ni-W_xMo_{1-x}O_3$ –сталь при установившемся режиме изнашивания (2000–9000 циклов истирания) составляет 0,2 мкм, в то время как суммарный износ пары Ni –сталь – 18,6 мкм.

Исследования процессов трения пар КЭП $Ni-MoO_3 \cdot WO_3$ –сталь и никель–сталь в отсутствии смазки позволили выяснить различия в механизмах процессов изнашивания поверхностей исследуемых покрытий и стали. При исследовании дорожек трения на стальном контр-теле, контактировавшем с никелем, с помощью оптического микроскопа выявлены следы переноса и задиры, что является признаком адгезионного механизма изнашивания, а также царапины, расположенные в направлении относительного перемещения тел, являющихся результатом абразивного механизма изнашивания. По этим признакам при трении по стали покрытий из никеля установлено преобладания адгезионного механизма изнашивания. Процесс абразивного изнашивания в этом случае менее выражен. Преобладание адгезионного механизма изнашивания связано с тем, что, значительно уступая по твёрдости закаленной стали, материал покрытия пластически деформируется и, разрушаясь, легко переносится на поверхность контр-тела. Наблюдающееся в дальнейшем трение никелевого покрытия по поверхности, содержащей следы его переноса, представляет собой трение однородных материалов, приводящее увеличению роли адгезионного взаимодействия.

При трении приблизительно равных по микротвёрдости, но различных по физико-химическим свойствам КЭП и стали, материалы индентора и контртела претерпевают только процессы взаимного микрорезания, которые в данном случае приводят к значительно меньшему износу, как покрытия, так и контртела.

Исследование морфологии дорожек трения (размер в направлении перпендикулярном трению составлял 10 мм), сформировавшихся в результате трибологических испытаний никелевых КЭП в отсутствие смазки по схеме вал-плоскость, показало, что при изменении контактного давления от исходного 70 МПа до 2,5 МПа по прошествии 300 м пути трения, шероховатость КЭП снижается и достигает значений $R_a = 2,2\text{--}2,9$ мкм. При тех же условиях истирания шероховатость никелевого покрытия возрастает более чем в два раза и достигает $R_a = 4,9 \pm 0,2$ мкм (табл. 1).

Заключение

Таким образом, инкорпорирование в матрицу электролитических никелевых покрытий ультрадисперсных частиц индивидуальных оксидов вольфрама или молибдена значительно изменяет их морфологию, механические и триботехнические свойства. При соосаждении указанных оксидов с никелем покрытия становятся более мелкозернистыми, их микротвердость, в зависимости от природы и размеров оксидной фазы, может быть как несколько большей в сравнении с микротвердостью никелевых покрытий, так и практически не отличаться от последней. Интенсивность изнашивания при включении в покрытие мелких нанометровых частиц примерно в три раза выше, чем при включении микрометровых частиц оксидов. Содержащие оксидные частицы покрытия разрушаются при более высоких нагрузках, чем покрытия без дисперсных частиц. Низкий коэффициент трения (0,1 и менее) характерен для композитов $Ni-WO_3$ (MoO_3), содержащих микрометровые частицы оксидов, характеризующиеся слоистым строением. Композиты с инкорпорированными мелкими частицами индивидуальных оксидов имеют достаточно высокий (0,25–0,60) коэффициент трения.

Соосаждение с никелем частиц смешанного оксида увеличивает микротвёрдость композитной пленки до 6,1 ГПа, что практически вдвое больше микротвёрдости нике-

ля. Для пленочных композитов $\text{Ni} + \text{W}_x\text{Mo}_{1-x}\text{O}_3$, в отличие от никелевых покрытий, в при трении в условиях граничной смазки моторным маслом и контактом давлением 1 МПа устанавливается стационарный режим трения, который характеризуется постоянным значением коэффициентом трения $f = 0,28 \pm 0,01$ и минимальным износом пары трения. Суммарный линейный износ пары трения КЭП $\text{Ni} + \text{W}_x\text{Mo}_{1-x}\text{O}_3$ – сталь при установившемся режиме изнашивания (2000–9000 циклов истирания) составляет 0,2 мкм, в то время как суммарный износ пары Ni –сталь – 18,6 мкм.

В паре трения сталь–КЭП при трении без смазки преобладает абразивный механизм изнашивания, в то время как в паре трения сталь–никель, наряду с абразивным, существенный вклад вносит и адгезионный механизмы разрушения. При трении КЭП без смазки с изменением величины контактного давления в зоне трения от 70 до 2,5 МПа, также как и в условиях граничного трения при снижении величины контактного давления в зоне трения от 12 до 1 МПа наблюдается процесс адаптации морфологии покрытия. В условиях граничного трения при давлении порядка 1 МПа происходит переход к равновесным условиям изнашивания. Такое значение величине контактного давления в зоне трения является наиболее оптимальным и связано для этих покрытий с периодом устойчивой эксплуатации.

В заключение подчеркнем, что улучшение механических и триботехнических характеристик никеля при инкорпорировании в его объем оксидных частиц WO_3 , MoO_3 , $\text{W}_x\text{Mo}_{1-x}\text{O}_3$ в сочетании с невысокой стоимостью дисперсной фазы, простотой эксплуатации электролитов-суспензий и установленной ранее химической стойкостью композитов Ni -оксид делают изученные КЭП весьма перспективными материалами для практического использования.

Список литературы

1. Сайфуллин Р. С. Физико-химия неорганических, полимерных и композиционных материалов. М., 1990. 240 с.
2. Степанова Л. И., Мозолевская Т. В., Бодрых Т. И., Свиридов В. В. // Докл. НАН Беларуси. 2002. Т.46, № 4. С. 66-70.
3. Степанова Л.И., Свиридова Т.В., Бодрых Т.И. // Свиридовские чтения. Сб. статей. Вып.2.– Мн.: БГУ, 2005. – С.83-90.
4. Степанова Л.И., Свиридова Т.В., Бодрых Т.И., Казаченко В.П. Тр. Междунар. научно-практ. конф. "Нанотехнологии - производству 2004". Россия. Моск. обл., г. Фрязино. 8-9 декабря 2004 г. Москва. 2004. С. 168-172.
5. Степанова Л.И., Бодрых Т.И., Соболевский А.М., Браницкий Г.А. // Весці НАН Беларусі. Серыя хімічных навук (в печати).

УДК 621.357.7:535.33

ВЛИЯНИЕ СОДЕРЖАНИЯ БОРА И ТЕРМОПРОГРЕВА НА ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОКРЫТИЙ КОБАЛЬТ-БОР

Цыбульская Л. С., Кукареко В. А., Бекиш Ю. Н., Гаевская Т. В., Кононов А. Г.

*НИИ физико-химических проблем Белгосуниверситета,
Минск, Беларусь*

Современный уровень развития машиностроения, радиоэлектронной промышленности и приборостроения требует получения новых покрытий, обладающих комплексом полезных свойств: высокой коррозионной стойкостью и пластичностью, низким

переходным сопротивлением и внутренними напряжениями, хорошей способностью к пайке и ультразвуковой сварке, а также высокой микротвердостью и износостойкостью. Такими свойствами могут обладать покрытия системы «металл–неметалл», где в качестве металлической матрицы используются никель, кобальт, железо, а в качестве неметалла – бор и фосфор. Наиболее изученными и нашедшими практическое применение являются покрытия никель–бор и никель–фосфор, полученные методами химического или электрохимического осаждения из водных растворов [1, 2]. Покрытия кобальт–бор изучены гораздо в меньшей степени, имеющаяся информация касается в основном исследований структуры и структурно-фазовых превращений, протекающих в них при термообработке [3].

Цель настоящего исследования – изучение влияния содержания бора, а также температуры отжига на физико-механические свойства покрытий Co–B: микротвердость, износостойкость, внутренние напряжения, коэффициент трения и установление взаимосвязи между составом, структурой и проявляемыми свойствами.

Методика эксперимента

Электрохимическое осаждение покрытий кобальт–бор на медную или латунную поверхность проводили в гальваностатическом режиме ($i = 2 \text{ А/дм}^2$) при температуре 30°C из раствора состава (моль/л): хлорид кобальта – 0,8, борная кислота – 0,6, борсодержащее соединение – $5,0 \cdot 10^{-4} - 1,2 \cdot 10^{-1}$; pH 4. В качестве борсодержащего соединения использовали декагидрокловодекаборат натрия $\text{Na}_2\text{B}_{10}\text{H}_{10}$. Толщина пленок составляла 5–30 мкм в зависимости от требований эксперимента. Количество бора в покрытиях определяли потенциометрическим титрованием в присутствии маннита [4]. Структуру свежееосажденных и термообработанных покрытий изучали рентгенодифракционным методом. Съемку рентгенограмм проводили на дифрактометре ДРОН-2.0 в монохроматизированном CoK_α -излучении с использованием режима сканирования (шаг сканирования $0,1^\circ$, время набора импульсов на точку 15 сек). Термообработку аморфных покрытий осуществляли при температурах $250\text{--}400^\circ\text{C}$ на воздухе с выдержкой в течение 20 мин. Исследование химического состава и структуры поверхности покрытий проводили с помощью рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) на спектрометре Q2000 с рентгеновским источником Al K_α , обеспечивающим энергетическое разрешение по спектру 0,5 эВ. Определение остаточных напряжений проводили рентгеновским методом с использованием способа наклонной съемки [5]. В качестве эталона использовался порошок фазы Ni_3Al . Ошибка определения величины остаточных напряжений составляла 50 МПа.

Триботехнические испытания образцов покрытий проводили на трибометре АТВП, оснащенном устройством для измерения коэффициента трения [6]. Измерение триботехнических характеристик покрытий осуществляли в условиях трения без смазки при удельной нагрузке испытаний $p_a = 1 \text{ МПа}$. В качестве контртела использовалась термообработанная сталь У8 (45 HRC). Микротвердость измеряли при нагрузке 1 Н с выдержкой в течение 10 с на приборе ПМТ-3.

Результаты и их обсуждение

Химический анализ покрытий показал, что при введении декагидрокловодекабората натрия в раствор электролита кобальт соосаждается с бором. С увеличением концентрации $\text{Na}_2\text{B}_{10}\text{H}_{10}$ в электролите содержание бора в покрытии возрастает и достигает максимального значения $\sim 22 \text{ ат.}\%$ (рис. 1).

По данным рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии для покрытий Co–B с максимальным содержанием бора (22 ат.%) характерно наличие двух пиков, соответствующих кобальту и бору, причем положение первого пика совпадает с энергией связи электронов $\text{Co } 2p_{3/2}$ в металлическом кобальте, в то время как пик B 1s с энергией связи

188,0 эВ сдвинут в область высоких энергий по сравнению с энергией связи электронов в элементарном боре (187,3 – 187,5 эВ по литературным данным [7]), что указывает на образование сплава кобальт–бор.

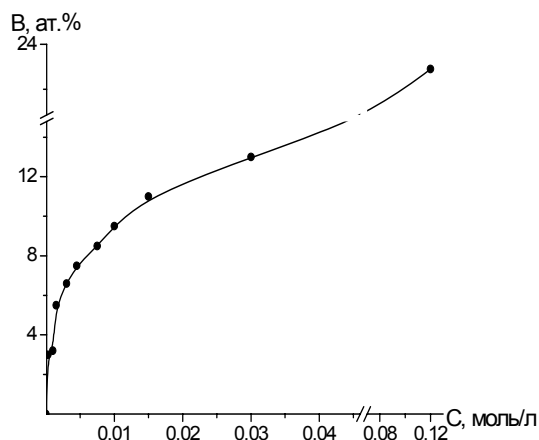


Рис. 1. Зависимость содержания бора в покрытии Co–B от концентрации $\text{Na}_2\text{B}_{10}\text{H}_{10}$ в растворе электролита

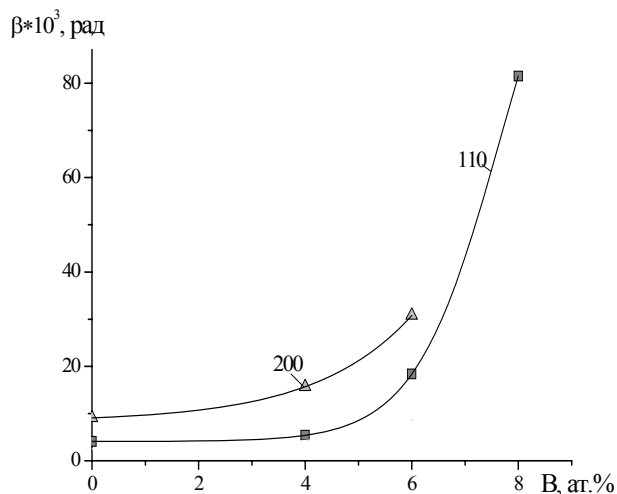


Рис. 2. Зависимость физического уширения дифракционных линий (110) и (200) от содержания бора в покрытии Co–B

Рентгенографическое исследование показало, что при электрохимическом осаждении кобальт кристаллизуется в виде гексагональной α -модификации металла с параметрами элементарной ячейки $a = 2,5052$ и $c = 4,065$ Å (по справочным данным $a = 2,5031$ и $c = 4,0605$ Å). Соосаждение кобальта с бором при концентрации бора 4 ат.% и 6 ат.% приводит к увеличению параметра c и уменьшению параметра a (табл. 1).

Таблица 1. Параметры элементарной ячейки (a , c , c/a) и объем ячейки V для покрытий Co–B

Содержание бора, ат.%	Параметры элементарной ячейки, Å		c/a	Объем ячейки V , Å ³
	a	c		
0	2,505	4,065	1,623	22,094
4	2,502	4,069	1,626	22,064
6	2,499	4,084	1,634	22,058

таэдрических порах ГПУ кристаллической решетки. Необходимо отметить, что большая часть атомов бора замещает атомы кобальта, о чем свидетельствует регистрируемое снижение объема элементарной ячейки сплавов Co–B по мере роста концентрации бора (табл. 1). Образование в решетке кобальта твердого раствора бора может косвенно свидетельствовать о соосаждении его в элементарном виде. Увеличение содержания бора в покрытии приводит к сильным искажениям кристаллической решетки α -Co и сопровождается возрастанием физического уширения β дифракционных линий (рис. 2). Данные рентгеноструктурных исследований свидетельствуют о том, что величина физического уширения пропорциональна тангенсу угла рассеяния ($\beta \sim \text{tg } \theta$), что указывает на присутствие в покрытии дальнедействующих полей атомных смещений, связанных с дефектами кристаллической решетки (дислокациями, вакансиями, примесными атомами).

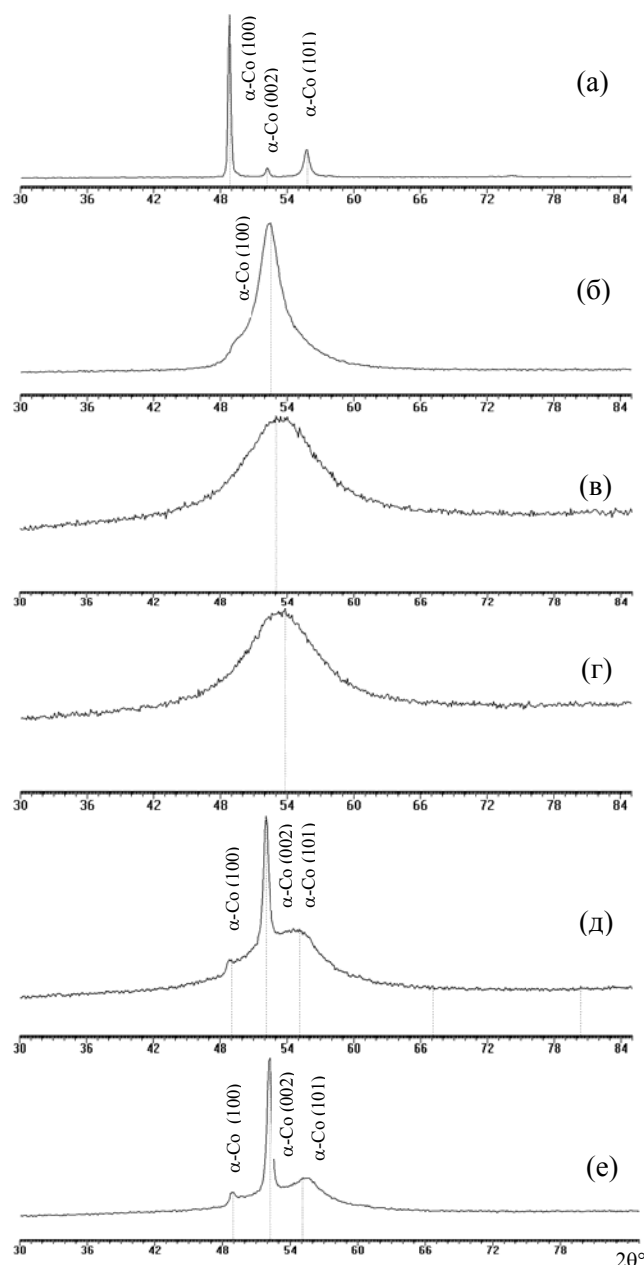


Рис. 3. Фрагменты рентгенограмм покрытий: *а* – покрытие Co; *б* – покрытие Co–8 ат.% В; *в* – покрытие Co–20 ат.% В; *г*, *д*, *е* – покрытие Co–20 ат.% В после термообработки при 300 (*г*), 350 (*д*) и 400°С (*е*).

межатомное расстояние составляет $R_1 = 2,494\text{--}2,496$ Å. Для аморфных покрытий Co–В, содержащих 15 и 20 ат.% В значение R_1 понижается и составляет 2,455 и 2,446 Å соответственно. Интересно отметить, что с увеличением содержания бора в покрытии величина межатомного расстояния R_1 снижается (табл. 2).

Проведенное исследование показало, что аморфные покрытия Co–В имеют достаточно высокую термическую стойкость. После отжига покрытия Co–20 ат.%В в интервале температур 250–300°С дифракционная картина практически не изменяется и сохраняет вид, характерный для аморфного состояния покрытия (рис. 3 *в*, *г*). Повышение температуры отжига до 350°С приводит к образованию в покрытии кристаллов α-Co с ГПУ кристаллической решеткой (рис. 3 *д*). Следует отметить, что наибольшую интенсивность

При этом наиболее интенсивное увеличение β регистрируется при содержании бора более 6 ат.% и, по-видимому, обусловлено резким возрастанием плотности дефектов кристаллической решетки покрытия Co–В при таких концентрациях металлоида.

Дальнейшее увеличение концентрации бора в покрытиях от 8 до 13 ат.% приводит к образованию в них переходной аморфно-кристаллической структуры. При этом на рентгеновских дифрактограммах регистрируются отдельные размытые дифракционные линии малой интенсивности, а в области малых углов рассеяния формируется мощный дифракционный максимум (рис. 3 *б*). Увеличение концентрации бора в покрытии до ≥ 15 ат.% приводит к образованию полностью аморфной структуры и на рентгеновских дифрактограммах регистрируются размытые максимумы (рис. 3 *в*), характерные для дифракции от аморфных материалов [5]. Положение дифракционных максимумов позволяет оценить межатомное расстояние R_1 для первой координационной сферы (определение R_1 проводилось по формуле Эренфеста [5] $R_1 = 0,615\lambda/\sin\theta_{1\max}$, где λ – длина волны рентгеновского излучения, $\theta_{1\max}$ – угловое положение первого размытого дифракционного максимума). Проведенные оценки величины R_1 для аморфизированных сплавов Co–В представлены в табл. 2. Можно видеть, что для покрытий с аморфно-кристаллической структурой (содержание В от 8 до 13 ат.%) кратчайшее

имеет дифракционная линия 002. Это указывает на преимущественный рост плоскостей 001 в процессе кристаллизации аморфного покрытия. Параметры решетки кристаллической фазы составляют $a = 2,511 \text{ \AA}$ и $c = 4,075 \text{ \AA}$ и близки к справочным значениям параметров решетки α -Co. Вместе с тем, увеличенные значения a и c свидетельствуют о присутствии в решетке α -Co атомов бора, располагающихся в октаэдрических пустотах и приводящих к искажению кристаллической решетки. Повышение температуры отжига до 400°C приводит к возрастанию интенсивности дифракционных линий от кристаллической фазы и к снижению фоновой интенсивности, что указывает на дальнейшее протекание процесса кристаллизации (рис. 3 е). Параметр c кристаллической решетки сохраняется на уровне $4,072 \text{ \AA}$, а значение a приближается к справочному и составляет $2,506 \text{ \AA}$.

Таблица 2. Зависимость межатомного расстояния R_1 от содержания бора в покрытиях Co-B

Содержание бора, ат. %	8	10	13	15	20
Радиус первой координационной сферы R_1 , $\text{\AA}$	2,496	2,494	2,494	2,455	2,446

Ответственными за макронапряжения в электролитических осадках зачастую являются точечные дефекты кристаллического строения – вакансии и междоузельные атомы. Превалирующий в структуре осадка тип дефекта определяет знак напряжений. Внедрение атомов приводит к увеличению плотности осадков и возникновению в них напряжений сжатия [8]. Оцененные макронапряжения для сплава Co-B (6 ат. % бора) составляют $\sigma_\phi = -570 \text{ МПа}$ (напряжения сжатия), и еще раз подтверждают предположение о внедрении бора в кристаллическую решетку α -Co.

Зависимость микротвердости покрытий Co-B от содержания бора имеет сложный характер (табл. 3). Первоначальный рост микротвердости с ростом содержания бора в покрытии от 4 до 8 ат. % связан, по-видимому, с тем, что бор, находящийся в узлах и междоузлиях кристаллической решетки кобальта, приводит к искажению его кристаллической решетки и снижению подвижности дислокаций, что способствует упрочнению электрохимических осадков. Существенное уменьшение микротвердости в покрытиях Co-B с 10 ат. % бора связано, вероятно, с их переходом из кристаллического в аморфно-кристаллическое состояние, которое сопровождается потерей некоторых элементов симметрии. Стабильно высокие значения микротвердости (6100–6500 МПа) наблюдаются у рентгеноаморфных покрытий.

Результаты триботехнических испытаний показали, что легирование бором кобальтовых покрытий приводит к увеличению их износостойкости, однако характер зависимости интенсивности изнашивания от содержания бора достаточно сложный (рис. 4). При увеличении концентрации бора до 4 и 6 ат. % интенсивность изнашивания покрытий уменьшается в 3 и 5 раз (рис. 4), а коэффициент трения увеличивается от 0,6 до 0,8–0,9 (табл. 3). Высокая износостойкость и повышенные значения коэффициента трения свидетельствуют о высоком уровне удельной работы изнашивания покрытий. В интервале

Таблица 3. Зависимость микротвердости H_μ и коэффициента трения f от содержания бора в покрытиях Co-B

Содержание бора, ат. %	H_μ , МПа	f , отн. ед
0	2300	0,5-0,6
4	3400	0,7-0,8
6	3800	0,8-0,9
8	6300	0,7-0,8
10	4700	0,5-0,6
13	5200	0,3-0,4
15	6100	0,8-0,9
20	6500	1,0-1,1

концентраций бора от 8 до 13 ат.% наблюдается снижение износостойкости покрытий и увеличение интенсивности их изнашивания до $I_q = 1,9 \cdot 10^{-2}$ мг/м (рис. 4). Коэффициент трения при этом также снижается и достигает уровня значений $f = 0,3-0,4$ (табл. 3). По мере увеличения концентрации бора в покрытии до 15 и 20 ат.%, их износостойкость вновь заметно возрастает, интенсивность изнашивания уменьшается до $0,4 \cdot 10^{-2}$ мг/м для покрытий, содержащих 20 ат.% бора (рис. 4). Коэффициент трения при этом вновь выходит на уровень высоких значений $f = 1,0-1,1$ (табл. 3). Таким образом, при концентрации бора 10–13 ат.% регистрируются наиболее низкие значения износостойкости покрытий (рис. 4), которые, тем не менее, в ~ 2 раза превосходят износостойкость кобальтовых покрытий. Этим же концентрациям бора в покрытии отвечают и самые низкие значения коэффициента трения.

При нагреве аморфных покрытий Co–B в интервале температур 250–300⁰С микротвердость их плавно возрастает от 6500 до 8000 МПа (рис. 5), что указывает на протекание процессов формирования зародышей кристаллизации. Повышение температуры отжига от 300 до 400⁰С приводит к резкому увеличению микротвердости и достижению максимального значения 12000 МПа, которое соответствует твердости хрома.

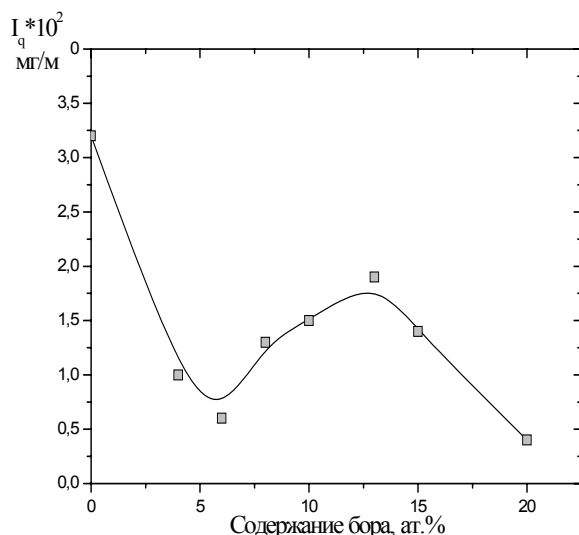


Рис. 4. Зависимость интенсивности изнашивания покрытий Co–B от содержания в них бора

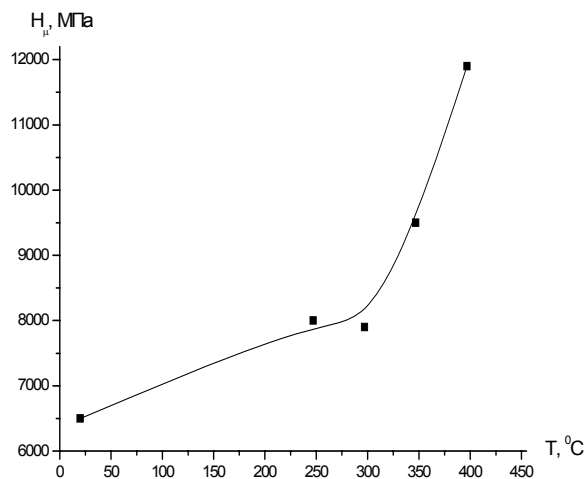


Рис. 5. Зависимость микротвердости аморфных покрытий Co–B от температуры отпуска

Возрастание концентрации бора в аморфных покрытиях, как правило, увеличивает их термическую стабильность. Вместе с тем известно, что наряду с термическим нагревом к кристаллизации аморфных материалов приводит также и их пластическое деформирование. Это явление получило название механической кристаллизации [9]. Можно полагать, что в процессе фрикционного взаимодействия (без смазочного материала) аморфного покрытия с контртелом в областях интенсивного пластического деформирования и разогрева аморфного слоя на его поверхности будет проходить механическая кристаллизация локальных участков. Образование кристаллических участков на аморфной подложке при трении приведет к появлению значительных растягивающих напряжений на межфазовой границе вследствие существенного различия удельных атомных объемов аморфной и кристаллической фаз. Поскольку известно, что межфазовые деформации могут значительно понижать сопротивление материалов разрушению в процессе фрикционного взаимодействия [10], то формирование при трении на аморфной подложке областей с кристаллической структурой будет способствовать снижению из-

носостойкости таких материалов. Напротив, повышение стабильности аморфных структур должно сопровождаться повышением их износостойкости. Таким образом, самой низкой износостойкостью в условиях адгезионного взаимодействия при трении без смазки должны обладать слои с метастабильной аморфно-кристаллической структурой, имеющей повышенную склонность к механической кристаллизации. Указанное заключение полностью подтверждается результатами проведенных исследований. В частности, при достижении в сплавах пороговой концентрации бора, приводящей к потере дальнего порядка в расположении атомов, износостойкость покрытий начинает снижаться. Увеличение содержания бора, стабилизирующего аморфное состояние материалов и повышающего его сопротивление механической кристаллизации, сопровождается повышением износостойкости аморфных сплавов.

Выводы

1. Исследован структурно-фазовый состав покрытий Co–B, содержащих от 4 до 22 ат.% бора. Установлено, что при содержании бора менее 8 ат.% покрытия представляют собой твердый раствор замещенно-внедренного типа бора в гексагональном α -Co, сплавы с 8–13 ат.% бора имеют аморфно-кристаллическую структуру, а осадки с содержанием бора 15 ат.% и более – рентгеноаморфны.
2. Оптимальными физико-механическими свойствами обладают покрытия Co–B с концентрацией бора, предшествующей началу аморфизации. Самыми низкими триботехническими и дюрометрическими свойствами характеризуются покрытия с метастабильной аморфно-кристаллической структурой. Увеличение содержания бора более 15 ат.% стабилизирует аморфное состояние покрытий, приводит к увеличению их износостойкости и микротвердости, а также термической стабильности.
3. Процесс кристаллизации аморфных покрытий Co–B, протекающий при температуре нагрева 350⁰С и выше, приводит к существенному улучшению их физико-механических свойств.

Список литературы

1. Гаевская Т.В., Цыбульская Л.С. // Известия РАН. Материаловедение. Т. 51, № 6. 2001. С. 32–39.
2. Свиридов В.В., Воробьева Т.Н., Гаевская Т.В., Степанова Л.И. Химическое осаждение металлов из водных растворов. Мн., 1987. 270 с.
3. Бекиш Ю.Н., Гаевская Т.В., Ивашкевич Л.С., Цыбульская Л.С. // Весці НАН Беларусі. Сер. хім. навук. 2007. №1. С. 36–40.
4. Вальсунене Я.И., Норкус П.К. // Тр. АН Лит.ССР. Сер.Б. 1972. Т. 1, Вып. 68. С. 93–96.
5. Уманский Я.С., Скаков Ю.А., Иванов А.Н. Кристаллография, рентгенография и электронная микроскопия. М., 1982. 632 с.
6. Карабаев М.Г., Кукареко В.А. // Надежность машин и технических систем. Мн., 2001. Т.1. С. 37–39.
7. Анализ поверхности методами оже- и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии / Под ред. Д. Бригса, М.П. Сиха. М., 1987. 600 с.
8. Поветкин В.В., Ковенский И.М., Устиновщиков Ю.И. Структура и свойства электролитических сплавов. М., 1992. 255 с.
9. Trudeau M., Shulz R., Dussault D. Van Neste // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. P. 99–102.
10. Кукареко В.А. // Трение и износ. 2003. Т.24, № 2. С. 192–202.

ВЛИЯНИЕ ГРАДИЕНТНОЙ СТРУКТУРЫ НА СВОЙСТВА АРМАТУРНОГО ПРОКАТА

Галиуллин Т. Р., Ефимов О. Ю., Чинокалов В. Я., Иванов Е. А., Зезиков М. В.

ОАО «ЗСМК», Новокузнецк,
chinokalov_vy@zsmk.ru

Технология термической обработки

Арматурный прокат является массовой продукцией черной металлургии, которая находит широкое применение в строительной индустрии. Стабильный спрос на стержневую арматуру для железобетонных конструкций усиливает конкуренцию на данном рынке.

Одним из направлений улучшения потребительских свойств арматуры при минимизации производственных затрат является применение технологий термомеханической упрочнения в линии сортовых прокатных станов. В результате быстрого охлаждения раскатов до среднemasсовой температуры 580–600°С и последующего самоотпуска за счет сохраненного тепла в сечении стержня формируется градиентная структура. Количество, толщина и структурно-фазовый состав слоев определяют, в конечном итоге, полученный комплекс механических и эксплуатационных свойств. Гибкая регулировка температуры конца ускоренного охлаждения, определяющая механизм распада аустенита в стали, требует новых конструктивных решений при разработке установок ускоренного охлаждения (УТУ).

В последние годы на Западно-сибирском металлургическом комбинате идет активное внедрение технологии термического упрочнения арматуры номинальным диаметром 40 мм из низколегированной стали 18Г2С на классы А500С. Для реализации данной технологии была разработана новая конструкция УТУ [1], состоящая из установленных последовательно по ходу прокатки охлаждающих секций и камер промежуточного отогрева (рис. 1). Количество циклов «охлаждение-отогрев», длительность времени охлаждения и отогрева раскатов регулируется количеством и порядком включения секций, протяженность камер отогрева, скоростью и температурой прокатки, давлением воды на подводах к нагнетающим форсункам секций.

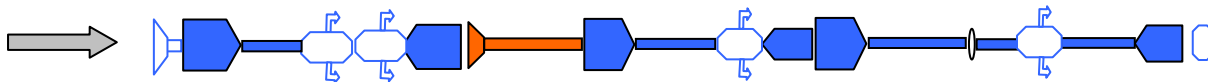


Рис. 1. Общая схема установки термического упрочнения арматуры №40

В результате проведенных исследований была принята технология термического упрочнения, которая предусматривает прокатку со скоростью 7,0 м/с, два цикла принудительного охлаждения длительностью 0,7 и 2,1 секунды с одним промежуточным отогревом длительностью 0,3 секунды. Формирующаяся при этом в сечении стержня слоистая структура выявляется в виде 3-х колец различной травимости (рис. 2)

В поверхностном слое формируется структура, состоящая из продуктов отпуска мартенсита, в переходном – из феррито-карбидной смеси и псевдоперлита. Осевая зона представлена четко различающимися зёрнами феррита и сорбитообразного перлита (рис. 3).

Механические свойства арматуры и некоторые характерные количественные оценки структурных слоев приведены в табл. 1.

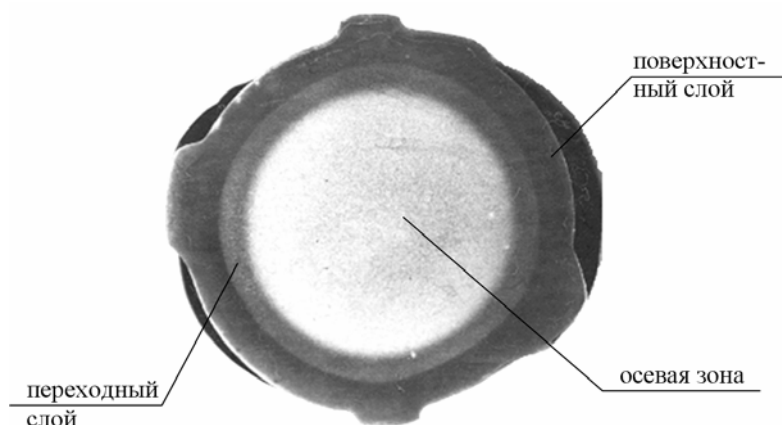
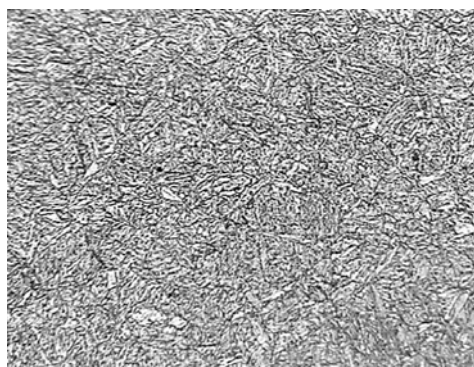


Рис. 2. Макроструктура арматуры №40

Таблица 1. Механические свойства и микроструктура арматуры №40

Микроструктура			Глубина слоев, мм			Механические свойства		
пов-ть	переходный*	осевая зона	пов-ть	переходный	сумма	$\sigma_{B,2}$ Н/мм ²	σ_T Н/мм ²	$\delta_5, \%$
$M_{отп}$	ФКС + $P_{пп}$	$P_c + \Phi$ $d_\Phi = 0,011$ мм	3,025	2,875	5,900	640	520	23

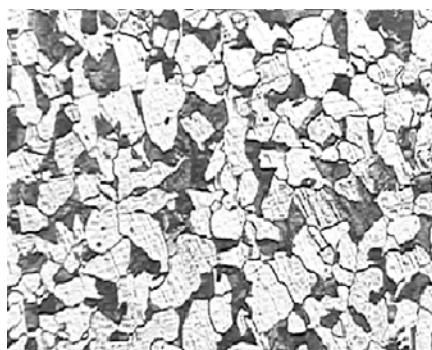
Примечания: 1) $M_{отп}$ – продукты отпуска мартенсита; ФКС – феррито-карбидная смесь; $P_{пп}$ – псевдоперлит; P_c – сорбитообразный перлит; Φ – феррит; 2) d_Φ – средний диаметр зерна феррита; 3) * – в переходном слое ближе к осевой зоне появляется перлит сорбитообразный



а) поверхностный слой



б) переходный слой



в) осевая зона

Рис. 3. Состав структурных слоев арматуры $\times 400$

Микротвердость арматурного стержня

Исследовали связь между структурой и твердостью в сечении арматурных стержней. Испытания на микротвердость проводили на приборе ПМТ-3 методом восстановленного отпечатка. Измерялась микротвёрдость вдоль радиуса торцевого сечения от поверхности к центру стержня. Длину диагонали отпечатка и число микротвердости определяли на системе анализа изображения SIAMS-700, определяя среднее из трех измерений одного отпечатка. Вычисления микротвердости по формуле:

$$H_{\mu} = 1854F/d^2,$$

где F – нормальная нагрузка, приложенная к алмазному наконечнику; d – среднее арифметическое длин обеих диагоналей квадратного отпечатка, мм.

Структурная неоднородность арматурного стержня подтверждается и неоднородностью распределения микротвердости (H_{μ}) по сечению. На рис. 4 приведено распределение величины микротвердости по сечению стержня (нагрузка на индентор составляла ~ 1 Н). Видно, что кривые условно можно разбить на три участка, длины которых приблизительно соответствуют толщинам структурных слоев.

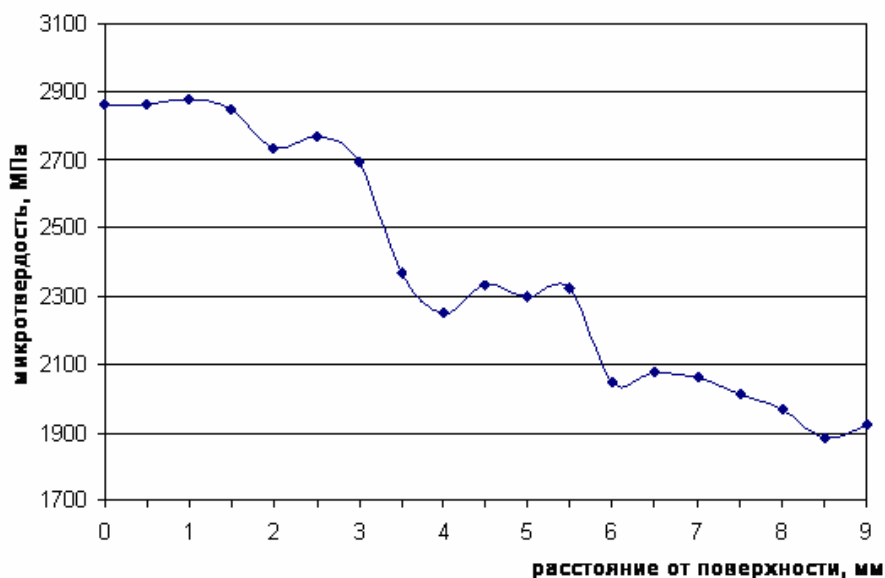


Рис. 4. Изменение микротвердости по сечению арматуры

По мере изменения структурного состава микротвердость снижается от максимальной на поверхности стержня (2900–2700 МПа) к переходному слою (2300–2250 МПа) и до минимальной (2000–1900 МПа) в осевой зоне. Это связано с появлением продуктов диффузионного превращения и увеличением их дисперсности на расстоянии $\sim 2,8$ – $6,0$ мм от поверхности.

Расчет прочности стержня

Высокие значения (до 170 тс) усилий разрыва образцов арматуры крупного сорта при проведении аттестационных испытаний на растяжение вызывают преждевременный износ и выход из строя испытательного оборудования отечественного производства. Испытательные машины большой мощности импортного производства имеют чрезмерно высокую стоимость (порядка 500–800 тыс. евро за единицу). В связи с этим, бы-

ла предпринята попытка оценки возможности проведения аттестационной оценки качества арматуры без испытаний на растяжение.

Как было показано в [2], прочностные характеристики слоев можно определить, исходя из условия, что усилие разрыва целого стержня равно сумме усилий, необходимых для разрыва каждого отдельного слоя.

Теоретическое значение временного сопротивления разрыву арматурного стержня рассчитывали по формуле:

$$\sigma_{\text{теор}} = \sum P_{\text{сл}}^i / F,$$

где $\sum P_{\text{сл}}^i$ – суммарное усилие разрыва структурных слоев; F – общая площадь поперечного сечения арматуры.

Усилие разрыва для каждого отдельного слоя определяли как:

$$P_{\text{сл}} = \sigma_{\text{сл}} \times F_{\text{сл}},$$

где $\sigma_{\text{сл}} = 0,37 \times HV_{\text{сл}} \times (1 - 1000 \times HV_{\text{сл}})$ – эмпирическое соотношение [3] между пределом прочности и твердостью структурного слоя ($HV_{\text{сл}}$); $F_{\text{сл}}$ – площадь структурного слоя в сечении стержня.

По данной методике были рассчитаны значения временного сопротивления разрыву промышленных партий термически упроченной арматуры диаметром 40 мм. Сравнительный анализ результатов аттестационных механических испытаний и полученных данных приведен в табл. 2.

Таблица 2. Механические свойства арматуры №40

Значения	Партии арматуры										
	63	70	56	79	73	81	57	61	68	83	66
	временное сопротивление разрыву, Н/мм ²										
факт	640	650	660	640	640	650	640	650	650	640	660
теор.	641	679	690	641	664	641	658	668	657	648	651

Таким образом, вклад каждого структурного слоя, сформировавшегося при термическом упрочнении, может быть количественно оценен и использован при расчетах прочности арматурных стержней.

Список литературы

1. Пат. 53192 Российская Федерация, МПК⁷ В21Д 45/02. Устройство для термического упрочнения и гидротранспортирования прокатных изделий / А.Б. Юрьев [и др.]. – №2005139065/22; заявлено 14.12.05 ; опубли. 10.05.06, Бюл. 13. – С. 923.
2. Формирование и эволюция структурно-фазовых состояний и свойств сталей в современных технологиях обработки металлов давлением / А.Б. Юрьев [и др.]. – Новосибирск : Наука, 2003. – 347 с.
3. Дрозд, М.С. Определение механических свойств металла без разрушения / М.С. Дрозд. – М.: Металлургия, 1965. – 171 с.

УДК 548:539

ВЛИЯНИЕ ВИДА НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ НА РЕЛАКСАЦИЮ ВНУТРЕННИХ НАПРЯЖЕНИЙ И ДИСЛОКАЦИОННУЮ СТРУКТУРУ, ФОРМИРУЮЩУЮСЯ ПРИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПОЛЗУЧЕСТИ МОНОКРИСТАЛЛОВ

Мацокин Д. В., Пахомова И. Н., Мацокин В. П.

*Харьковский национальный университет имени В.Н.Каразина, Харьков, Украина,
matsokin@univer.kharkov.ua*

Введение

Монокристаллы, используемые как элементы современных приборов, зачастую в процессе эксплуатации находятся под действием механических напряжений, под влиянием которых они могут деформироваться. В результате изменения размеров и формы кристаллов их функциональные свойства могут стать другими. По мере протекания пластической деформации дислокации начинают взаимодействовать между собой, что приводит к росту в кристалле дальнедействующих внутренних напряжений σ_i , накопление которых в отдельных областях кристалла может способствовать зарождению трещин критического размера, дальнейший рост которых приводит к разрушению материала. В процессе высокотемпературной деформации рост внутренних напряжений сопровождается релаксационными процессами в дислокационной подсистеме монокристалла, поэтому знания о процессах накопления и релаксации внутренних напряжений необходимы для возможности прогнозирования высокотемпературных прочностных свойств кристаллических твердых тел.

Особенности деформации монокристаллов под действием внешних напряжений σ и релаксация внутренних напряжений при данной исходной дислокационной структуре монокристаллов определяются их кристаллографической спецификой (числом возможных и активных плоскостей легкого скольжения) и видом напряженного состояния. Влияние этих факторов можно выяснить, исследуя анизотропию пластической деформации монокристаллов при их различной ориентации по отношению к внешним напряжениям. Проще всего это сделать для кристаллических структур с ограниченным числом плоскостей легкого скольжения, например, для металлических монокристаллов с ГПУ-решеткой [1,2], в которых имеется одна преимущественная система легкого скольжения. Для кристаллов с большим числом систем легкого скольжения (ГЦК- и ОЦК-решетки, щелочногалоидные кристаллы с решеткой типа NaCl) анизотропию пластической деформации исследовать и анализировать значительно сложнее. Необходимо менять не только ориентацию монокристаллов по отношению к внешней силе, но и вид напряженного состояния.

Из литературы известны экспериментальные работы по ориентационной зависимости пластической деформации металлических монокристаллов, выполненные, в основном, при низких температурах (от температуры жидкого гелия до комнатной температуры) в режиме активного нагружения, в то время как экспериментальные данные об анизотропии пластичности щелочногалоидных монокристаллов с решетками типа CsCl и NaCl, особенно при высоких температурах, практически отсутствуют. Известны отдельные работы по высокотемпературной анизотропии пластичности в режиме активного нагружения кристаллов CsJ [3] и в процессе ползучести монокристаллов CsJ[4], KCl и NaCl [5].

В реальных кристаллах распределение внутренних напряжений неоднородно как по величине, так и по знаку, и дислокация движется в поле локальных эффективных напряжений. В виду немногочисленности исследований релаксации внутренних напряжений в процессе высокотемпературной ползучести нами были проведены экспериментальные исследования особенностей их релаксации в щелочногалоидных монокристаллах NaCl и KCl в процессе ползучести при высоких температурах ($0,6T_{пл} < T < 0,92T_{пл}$), когда активно протекают процессы возврата. В подавляющем числе работ, в которых измерялись средние внутренние напряжения, исследовалась стадия стационарной ползучести с постоянной скоростью деформации. Нами были проведены исследования на стадии неустановившейся ползучести, когда изменения в дислокационной структуре монокристаллов происходят наиболее интенсивно.

Методика эксперимента

Объектом исследования были монокристаллы NaCl и KCl с исходной плотностью дислокаций $\rho_0 \approx 5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$ и средним размером блоков $L \approx 10^{-3} \text{ м}$. Дислокационная структура кристаллов до и после деформации выявлялась методом избирательного травления.

Деформация в режиме ползучести при напряжениях σ , достаточных для образования новых дислокаций при температуре эксперимента, осуществлялась двумя способами: I – по схеме одноосного сжатия монокристаллов в форме прямоугольных призм, когда напряжения однородны по сечению кристалла, и II – по схеме чистого изгиба тонких монокристалльных пластинок, когда величина и знак напряжений меняются по их сечению. В первом случае использовались кристаллы двух ориентаций: напряжение прикладывалось или вдоль направления $\langle 100 \rangle$ (кристаллы типа А) или вдоль $\langle 111 \rangle$ (кристаллы типа В). Во втором случае изгиб кристалла происходил вокруг оси $\langle 100 \rangle$, но нагрузка прикладывалась или к плоскости скола $\{100\}$ (кристаллы типа С) или к плоскости $\{110\}$ (кристаллы типа D).

В виду сложности и непредсказуемости распределения в кристалле внутренних напряжений обычно рассматриваются усредненные по объему кристалла внутренние напряжения, величину которых можно определить экспериментально.

Существует два наиболее надежных метода [6] определения величины средних внутренних обратных напряжений σ_i . В первом из них на определенной стадии деформации кристаллов (при постоянной скорости деформирования или при постоянном напряжении) производят быструю разгрузку образца и, поддерживая постоянную его длину, следят за релаксацией напряжений со временем. Во втором методе на любом этапе ползучести уменьшают напряжения на величину $\Delta\sigma$ и, сохраняя напряжения на новом уровне, определяют зависимость деформации от времени.

При малом значении $\Delta\sigma$ быстрое уменьшение σ вызывает положительную деформацию (в направлении приложенной нагрузки) с меньшей скоростью, чем до сброса нагрузки; при большом $\Delta\sigma$ – отрицательную деформацию. Когда новый уровень напряжений соответствует величине σ_i , то мгновенное значение эффективных напряжений $\sigma_{eff} = \sigma - \sigma_i$, контролирующих скорость скольжения дислокаций, равно нулю, вследствие чего некоторое время скорость деформации кристалла также равна нулю. Если могут происходить процессы возврата, из-за чего внутренние напряжения уменьшаются со временем, то через некоторое время наблюдается опять положительная деформация. Второй метод определения внутренних напряжений более надежен и прост в реализации, т.к. не требует поддержания (после частичной разгрузки) постоянной длины образца. Этим методом, в основном, были определены средние внутренние напря-

жения и их зависимость от величины внешних напряжений и температуры для ряда металлических поликристаллов и сплавов [7] и ионных монокристаллов с решеткой типа CsCl (CsJ-Tl) [4] на стадии стационарной ползучести. В данной работе мы также определяли средние внутренние напряжения этим методом.

Результаты экспериментов и их обсуждение

Высокотемпературная ползучесть монокристаллов KCl и NaCl характеризуется существенно нелинейной зависимостью скорости деформации на неустановившейся стадии от величины внешних напряжений $\dot{\epsilon}(\sigma)$ с эффективной энергией активации $U = 1,2 \div 0,8$ эВ, уменьшающейся с ростом σ , и активационным объемом $V \approx 6 \cdot 10^{-26}$ м³.

Представленные на рис. 1 кинетические кривые ползучести монокристаллов KCl при сжатии наглядно демонстрируют анизотропию высокотемпературной деформации.

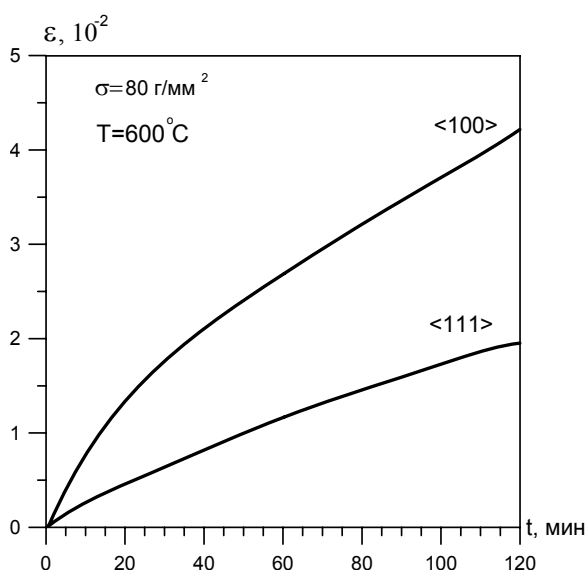


Рис. 1. Анизотропия ползучести монокристаллов KCl при одноосном сжатии.

Если кристалл деформировать параллельно оси $\langle 111 \rangle$ (кристаллы типа В), то во всех системах легкого скольжения $\langle 110 \rangle \{110\}$ приведенные сдвиговые напряжения $\sigma_n = \alpha \sigma$ равны 0, так как ориентационный фактор Шмида $\alpha = 0$ ($\alpha = \cos \phi \cos \theta$, ϕ – угол между вектором Бюргерса дислокаций в указанной системе скольжения и направлением внешней силы $\vec{f}$, θ – угол между нормалью к плоскостям скольжения и $\vec{f}$). В кристаллах типа А $\alpha = 0,5$ в четырех плоскостях легкого скольжения (рис. 2). Поэтому, естественно, скорость ползучести $\dot{\epsilon}_{100} > \dot{\epsilon}_{111}$, когда дислокации в системах легкого скольжения не движутся.

Кристаллы типа А при высоких температурах могут деформироваться диффузионно. Однако наблюдаемая экспериментально скорость ползучести $\dot{\epsilon}_{111}$ на несколько порядков превышает скорость ползучести, оцененную по диффузионным механизмам. Можно сделать вывод, что в монокристаллах NaCl, когда образование и перемещение дислокаций в системах легкого скольжения $\langle 110 \rangle \{110\}$ происходить не может, вступает в действие система $\langle 110 \rangle \{100\}$.

В одной из ранних работ Gilman [8] при исследовании пластической деформации в режиме активного нагружения показал, что при кручении выколотых по спайности монокристаллов LiF действительно возникают и движутся дислокации в направлениях $\langle 110 \rangle$ в плоскостях $\{100\}$. В [9] также фиксировалась указанная система скольжения при активной деформации монокристаллов KCl в интервале температур 77–650 К сжатием в направлении $\langle 111 \rangle$. В обоих случаях предел текучести более чем на порядок превышал предел текучести при деформации в системе легкого скольжения. При высокотемпературной ползучести монокристаллов NaCl ориентации $\langle 111 \rangle$ в наших опытах, видимо, ситуация подобная.

Следствием затрудненных условий деформирования кристаллов типа В по сравнению с кристаллами типа А является меньший уровень внутренних обратных напряжений при всех исследованных температурах (рис. 3). Величина внутренних напряжений пропорциональна величине внешних напряжений σ [10].

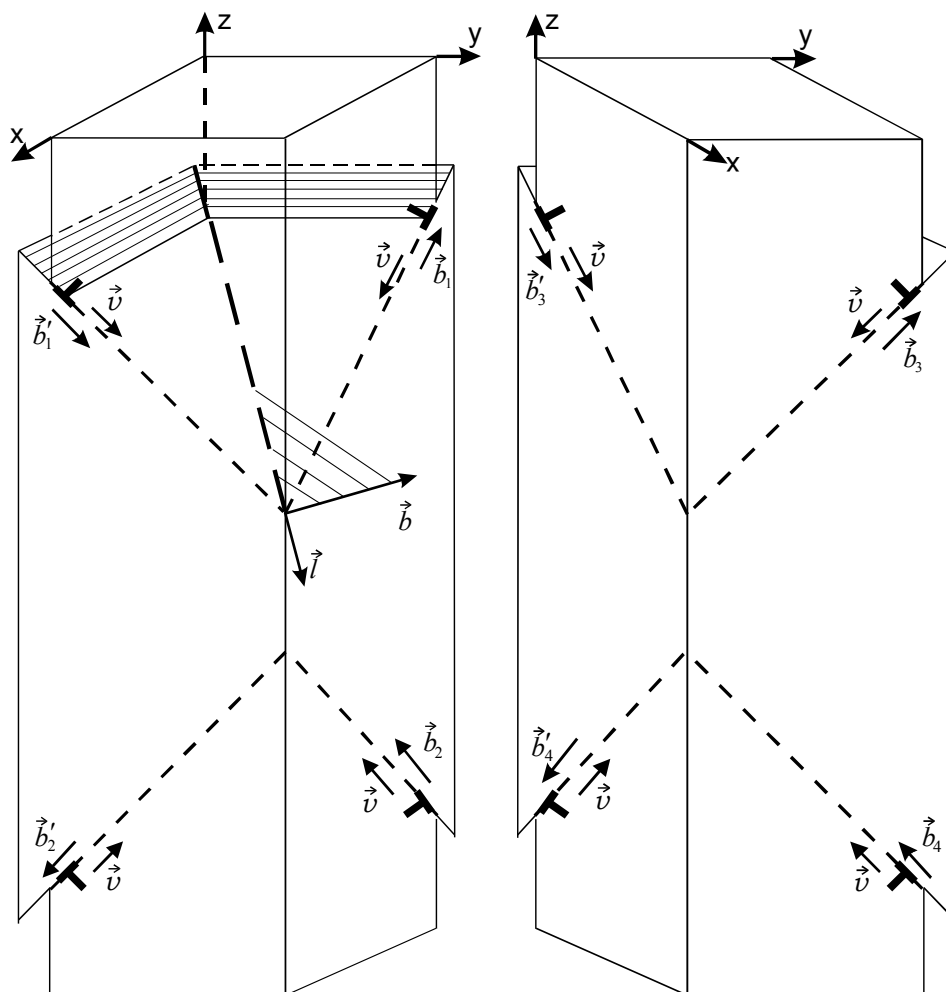


Рис. 2. Схема деформации кристаллов при сжатии вдоль направления [001].

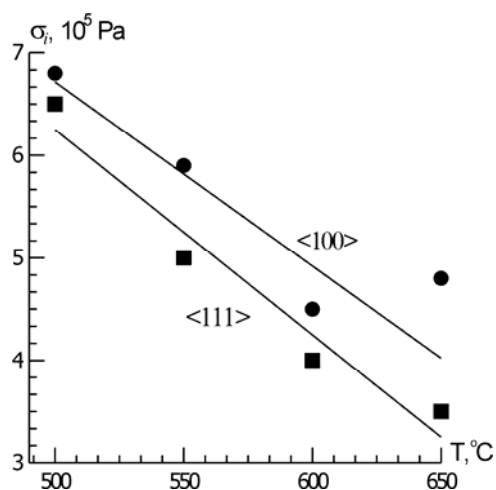


Рис. 3. Зависимость величины внутренних напряжений от температуры. $\sigma = 0,8 \text{ МПа}$.

Различия в характере деформации кристаллов А и В проявляют себя в формирующихся в процессе высокотемпературной ползучести дислокационных структурах. В первом случае формируется развитая блочная структура с практически однородной плотностью хаотически расположенных внутриблочных дислокаций. Во втором – наблюдаются: начальная стадия образования незавершенных криволинейных границ [11];

локальные области с высокой плотностью дислокаций, практически не меняющие свою структуру; локальные области переориентации кристаллической решетки на несколько градусов [10]. Устойчивые к перестройке одиночные дислокации, по-видимому, являются ансамблем сидячих дислокаций, образовавшихся в результате дислокационных реакций типа $\vec{b}_1 + \vec{b}_1' = \vec{b}$ (см. рис. 2, на котором пунктиром показана линия образовавшейся в результате реакции сидячая краевая дислокация, плоскость скольжения которой частично заштрихована).

При изгибе кристаллов типа С силой, приложенной в направлении OZ нормальные компоненты тензора деформации σ_{xx} вызывают сдвиговые напряжения, равные $0,5\sigma_{xx}(z)$, в двух плоскостях легкого скольжения в кристаллах KCl, а именно, в плоскостях (011) и $(01\bar{1})$. В кристаллах типа D, когда указанные выше плоскости расположены параллельно и перпендикулярно направлению внешней силы, компонента σ_{xx} не создает сдвиговых напряжений в этих плоскостях, но в плоскости (011) (XOY) возникают касательные напряжения σ_{xy} , которые равны нулю на внешних поверхностях пластинки и максимальны посередине.

Зарождение дислокаций начинается там, где величина сдвиговых напряжений максимальна: в кристаллах С - на внешней поверхности пластинки, а в кристаллах D - внутри пластинки. Так как при одинаковой величине напряжений, как известно [1], дислокации легче зарождаются на поверхности кристалла, то в виду затруднения их образования внутри пластинки кристаллы типа D деформируются, как следует из эксперимента, значительно хуже.

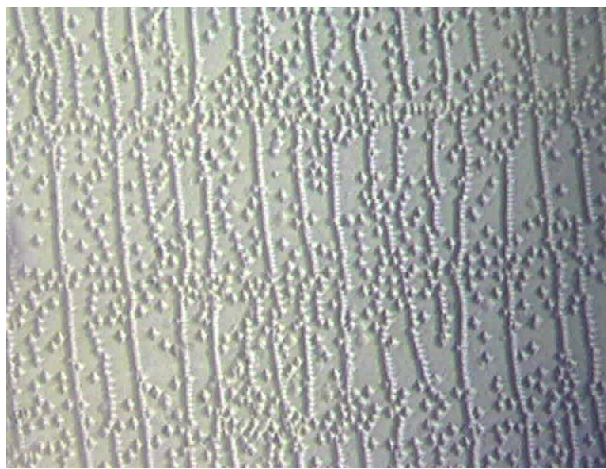


Рис. 4. Дислокационная структура монокристалла KCl типа D после изгиба.
 $T = 650\text{ }^{\circ}\text{C}$, $t = 3$ часа.

Дислокационная структура кристаллов С подобна структуре предварительно изогнутого и отожденного щелочногалоидного кристалла: сетка полигональных границ. На начальной стадии деформации кристаллов D образуются вблизи середины пластинки линии скольжения (011) . По мере протекания деформации формируются новые, параллельные начальной, линии скольжения, и вступают в действие под влиянием напряжений $v\sigma$ (v – коэффициент Пуассона) с поверхности 4 других плоскости скольжения: $(10\bar{1})$, (101) , $(1\bar{1}0)$, (110) , которые при высоких температурах формируют обычные полигональные границы. В местах пересечения плоскости (011) с указанными четырьмя плоскостями образуются сидячие дислокации согласно реакции типа

$a/2[01\bar{1}] + a/2[101] = a/2[110]$, сопровождающейся выигрышем упругой энергии. Из рис. 4 видно, что в местах пересечения трех параллельных плоскостей (011) (на фотографии расположены горизонтально) с дислокациями других систем обнаруживаются скопления хаотически расположенных дислокаций, которые по мере увеличения деформации расширяются к поверхности пластинки и формируют упорядоченный устойчивый к отжигу ансамбль сидячих дислокаций [12], занимающий практически весь объем продеформированного кристалла. Эффективность протекания дислокационных реакций в кристаллах типа D по сравнению с деформированными сжатием монокристаллами, на наш взгляд, их меньшей подвижностью, в результате чего дислокационные реакции между непараллельными дислокациями успевают произойти. Можно сделать вывод, что при анализе возможности протекания дислокационных реакций кроме энергетического критерия Франка [1] и гибкости дислокационных линий необходимо учитывать ещё и временной фактор.

Список литературы

1. Дж. Фридель. Дислокации // М.: Мир.-1977, 644 с.
2. Ф.Р.Н.Набарро, З.С.Базинский, Д.Б.Холт. Пластичность чистых монокристаллов // М.: Металлургия.- 1967, 214 с.
3. В.В.Демченко, Я.А.Струк, А.А.Урусовская // Кристаллография.- 1990.-Т.35.- С.1187.
4. V.P.Matsokin, V.I.Kibets, A.B.Maznichko // Functional Materials.- 1994.- V. 1, N.1.- P.68.
5. D.V.Matsokin, I.N.Pakhomova, V.P.Matsokin // Functional Materials.- 2005.- V. 12, N.4.- P. 652.
6. G.N.Ahlquist, W.D.Nix // Acta Metallurgica.- 1971.- V.19.-P. 373.
7. В.М.Розенберг // Металловедение и термическая обработка.- 1973.- Т.6.- С. 89.
8. J.J.Gilman // Acta Metallurgica.- 1959.- V.7.- P. 608.
9. В.Ф.Гайдученя, О.С.Горбач, М.П.Шаскольская // Сб.: Динамика дислокаций. 1968.- Харьков, ФТИНТ.- С. 129.
10. V.P.Matsokin, I.N.Pakhomova, // Functional Materials.- 2006.- V. 13, N.4.- P. 600.
11. Д.В.Мацокин, И.Н.Пахомова // Вісник Харківського національного університету.- 2005.- № 651, Серія "Фізика", в. 8.- С. 136.
12. В.П.Мацокин // УФЖ.- 1969.- Т.14.- С. 431.

УПРОЧНЕНИЕ НИЗКОЛЕГИРОВАННОЙ МАЛОУГЛЕРОДИСТОЙ СТАЛИ ПУТЕМ СОЗДАНИЯ УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТОЙ СТРУКТУРЫ АККУМУЛИРУЕМОЙ ПРОКАТКОЙ С СОЕДИНЕНИЕМ

Рудской А. И., Коджаспиров Г. Е., Сосин Д. В., Сосин С. В.

Развитие нефтегазовой отрасли увеличивает требования к прочности трубопроводов для транспортировки нефти и газа, что определяет приоритетное направление развития отечественной металлургии. На сегодняшний день наибольшее применение, для изготовления нефте- и газопроводов, получили высокопрочные низколегированные малоуглеродистые стали типа HSLA. На протяжении многих лет наблюдается постоянный рост требований к комплексу механических и технологических свойств труб и соответственно стали для их изготовления. Одним из наиболее перспективных путей повышения качества листовой стали, предназначенной для изготовления газо- и нефтепроводных труб, является создание ультрамелкозернистой структуры готового проката, кото-

рая обеспечивает достижение сочетания высокой прочности и сопротивления хрупкому разрушению.

На сегодняшний день наиболее развитыми способами изготовления листовой стали являются высокотемпературная термомеханическая обработка (ВТМО) и контролируемая прокатка (КП) [1,2].

В настоящей работе рассматривали возможность получения ультрамелкозернистой структуры в листе с помощью аккумулируемой прокатки с соединением – accumulative roll-bonding – ARB (разновидности многопроходной пакетной прокатки – МПП). Применение данного метода позволило получить ультрамелкую, вплоть до нанокристаллической, структуру на алюминиевых, медных сплавах, а также сверхмалоуглеродистой стали типа IF [3].

В качестве исходного материала при проведении исследований использовали заготовку из стали марки 09Г2С промышленной выплавки производства ОАО «Северсталь». Химический состав стали (масс.%) приведен в табл. 1.

Таблица 1. Химический состав стали 09Г2С (масс. %)

C	Si	Mn	S	P	N ₂	Ti	V	Nb	Mo
0,10	0,64	1,53	0,005	0,01	0,009	0,004	0,003	-	0,005

Исходные заготовки для пакетной прокатки получали путем предварительного переката листа толщиной 8 мм до толщины 1 мм с последующим их отжигом при $T = 1000^{\circ}\text{C}$.

Пакетную прокатку образцов проводили на лабораторном одноклетьевом двухвалковом прокатном стане с диаметром валков 210 мм при скорости прокатки 0,3 м/с.

Прокатку осуществляли по следующей схеме: два исходных образца, толщиной 1 мм каждый, складывали в двухслойный пакет, который нагревали при 600°C в течение 5 мин и далее прокатывали с обжатием $\varepsilon = 50\%$. Прокатанную полосу разрезали пополам, затем складывали новый пакет, состоящий уже из 4 слоев. Полученный пакет вновь нагревали при 600°C и вновь прокатывали с тем же – 50%-ным обжатием. Далее вышеописанную процедуру повторяли до 5 проходов. В результате была получена полоса, состоящая из 32 слоев.

Во время прокатки, с помощью месдоз (номинальное значение усилия обеих – 30 тс; напряжение питающего тока $5,0 \pm 2,5$ В (1); $10,0 \pm 0,5$ В (2) измеряли давление прокатки в зависимости от числа проходов и, соответственно, количества слоев образца. Для снятия показаний с месдоз использовали цифровой двухканальный осциллограф Tektronix TDS 210, работающий в режиме реального времени.

На полученных образцах измеряли уширение, обжатие и вытяжку. Далее определяли средние значения микротвердости в разных частях по сечению полосы и производили оценку свариваемости слоев по сечению прокатанного образца.

Микроструктуру полученных в процессе МПП полос по мере увеличения количества слоев при фиксированной степени обжатия оценивали с помощью оптического микроскопа Zeiss® Axiovert 200MAT, оснащенного цифровой камерой PixeLINK с 1.9Мп матрицей. С помощью анализатора изображения Thixomet® Standard определяли размеры зерен по сечению образца*).

В табл. 2 приведены значения давления металла на валки, микротвердости, среднего размера зерна в зависимости от количества слоев образца. Установлено, что на первой стадии по мере увеличения количества слоев (от 2 до 4) происходит резкое возрастание давления прокатки. Дальнейшее возрастание числа слоев (от 4 до 8) приводит

*) Выполнено О.Е.Бодровой

к постепенному увеличению, а с 4 прохода (16 слоев), происходит незначительное уменьшение давления прокатки.

Таблица 2. **Размер зерна, давление прокатки и механические свойства стали 09Г2С при аккумуляруемой прокатке с соединением**

Количество проходов	Количество слоев в образце	Микротвердость, НВ	Давление прокатки, МПа	Средний размер зерна, мкм
Исходное состояние		123		6,28
1-й проход	2 слоя	232	73,2	5,72
2-й проход	4 слоя	236	165,8	5,1
3-й проход	8 слоев	240	184,5	2,57
4-й проход	16 слоев	240	181,7	3,34
5-й проход	32 слоя	167	174,8	2,35

Аналогичная зависимость прослеживается и в изменении микротвердости по сечению образца (см. табл.2).

Структура образцов в исходном состоянии состоит из зерен со средним размером 6,28 мкм.

В результате экспериментов установили, что по мере увеличения числа проходов до трех происходит постепенное измельчение зерна, после 4-го прохода наблюдается небольшое увеличение размеров зерна, а в заключительном – 5-м проходе имеет место дальнейшее измельчение зерна (см. табл.2). Следует отметить, что уже в результате прокатки за 1 проход полученная структура имеет вытянутые вдоль направления прокатки зерна. По мере увеличения числа проходов вытянутость зерен возрастает. При этом в результате реализации прокатки за 5 проходов зерна измельчаются в 2,7 раза по сравнению с исходным состоянием и достигают размера 2,35 мкм (см. табл. 2). Судя по данным табл. 2 изменение давления прокатки хорошо коррелирует с изменением твердости. Однозначной зависимости вышеупомянутых характеристик от размера зерна не наблюдается, что можно объяснить протеканием сложных процессов эволюции в дислокационной субструктуре стали при различных режимах МПП.

Выводы

1. Аккумуляруемая прокатка с соединением позволяет получить ультрамелкозернистую структуру в малоуглеродистой низколегированной стали.
2. Прочность листа из малоуглеродистой низколегированной стали возрастает в 1.9-2,0 раза в результате АПС с деформацией за 5 проходов.

Список литературы

1. Рудской А.И., Коджаспиров Г.Е. Перспективные технологии изготовления ультрамелкозернистого листа из малоуглеродистых низколегированных сталей типа HSLA и IF. В тр. 7-й Международной научно-технической конференции «Современные металлургические материалы, технологии и их использование в технике». С.-Петербург, 2006, с.53-63.
2. Коджаспиров Г.Е., Рудской А.И., Рыбин В.В. Физические основы и ресурсосберегающие технологии изготовления изделий пластическим деформированием. С.-Петербург, Наука, 2006, 350 с.
3. G.E.Kodjaspirov, A.I.Rudskoy, A.A.Naumov Application of accumulative rollbonding process for production ultra-fine grained IF steel sheets. Proc. of the 7-th International conference “High Technologies in Advanced Metal Science and Engineering”, St.Petersburg, 2006, p.66-71.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ НАВЕДЕНИЯ И ХАРАКТЕРИСТИК ОБРАТИМОГО И ОДНОСТОРОННЕГО ЭФФЕКТОВ ПАМЯТИ ФОРМЫ В НИКЕЛИДЕ ТИТАНА

Рыклина Е. П., Прокошкин С. Д., Чернавина А. А., Перовощикова Н. Н.

Московский институт стали и сплавов, Москва

ryklina@tmo.misis.ru

Изделия технического и медицинского назначения из сплавов Ti–Ni с памятью формы во многих случаях работают на изгиб, тем не менее, влияние внешних воздействий при наведении ЭПФ и обратимого ЭПФ (ОЭПФ) деформацией изгибом на функциональные свойства изучено мало. В работе исследовали совместное влияние структуры, получаемой в результате изотермического отжига после низкотемпературной термомеханической обработки (НТМО), и параметров внешних воздействий при наведении ЭПФ и ОЭПФ на свойства сплава Ti–50,7%Ni.

Введение

При эксплуатации изделий из сплавов с памятью формы (СПФ) особые требования предъявляют к температурному интервалу восстановления формы, величинам обратимой и остаточной деформации, а также величине обратимой деформации при проявлении обратимого ЭПФ (ОЭПФ). Для управления функциональными свойствами СПФ на основе Ti–Ni традиционно применяется схема термомеханической обработки (ТМО), включающая холодную пластическую деформацию (НТМО) с последеформационным отжигом (ПДО) [1]. В результате такой обработки формируется полигонизованная дислокационная субструктура аустенита, что приводит к существенному повышению комплекса функциональных свойств. Закономерности структурообразования в сплавах на основе Ti–Ni при использовании схемы НТМО с ПДО и их связь с функциональными свойствами исследованы достаточно полно. В то же время параметры наведения ЭПФ и ОЭПФ оказывают существенное влияние на конечный комплекс функциональных свойств. Поэтому представляет интерес изучение совместного влияния структурных факторов и параметров внешних воздействий.

Материалы и методы исследования

Исследовали сплав Ti–50,7 ат.% Ni, который подвергали холодному волочению с промежуточными отжигами при 700°C. Накопленная степень деформации составляла $\varepsilon = 25\text{--}30\%$ в последнем проходе (НТМО).

ПДО проводили при различных температурах и временах выдержки. Обработка НТМО + ПДО при 700°C выбрана в качестве контрольной (закалка), так как структура аустенита в этом случае полностью рекристаллизована.

Электронномикроскопические исследования проводили на микроскопе JEM-100С, рентгеноструктурные исследования – на дифрактометре ДРОН - 3 в $\text{Co}^{K\alpha}$ – излучении. Рентгеновскую линию $(21\bar{1})$ фазы Ti_3Ni_4 идентифицировали по межплоскостному расстоянию $d_{21\bar{1}}$ рассчитанному по приведённым в работах [2,3] параметрам решётки и угловому положению этой линии.

Характеристические (пиковые) температуры мартенситных превращений определяли методом дифференциальной сканирующей калориметрии. Температуры A_n и A_k при восстановлении формы определяли термомеханическим методом. ЭПФ и ОЭПФ наводили по схеме изгиба на цилиндрических оправках разного диаметра. Наведение ЭПФ и ОЭПФ осуществляли по двум режимам: изгиб вокруг оправки при температуре 37°C, охлаждение в заневоленном состоянии до 0°C (режим 1), или –196°C (режим 2),

выдержка при этой температуре в течение 30 с. Затем образец снимали с оправки и нагревали до температуры восстановления формы A_k , после чего термоциклировали в интервале от -196°C до A_k . Значения наведенной деформации ε_i фиксировали после снятия образца с оправки; обратимую деформацию ОЭПФ ε_{TW} фиксировали при температурах 0 и -196°C ; значения остаточной деформации ε_f – при температуре A_k .

Результаты эксперимента

На рентгенограммах, снятых после отжига при 430°C , 10 ч рекристаллизованного или деформированного (НТМО) сплава идентифицируются отражения $(21\bar{1})$ фазы Ti_3Ni_4 , выделяющейся при отжиге в сплаве $\text{Ti}-50,7\% \text{Ni}$ (рис. 1).

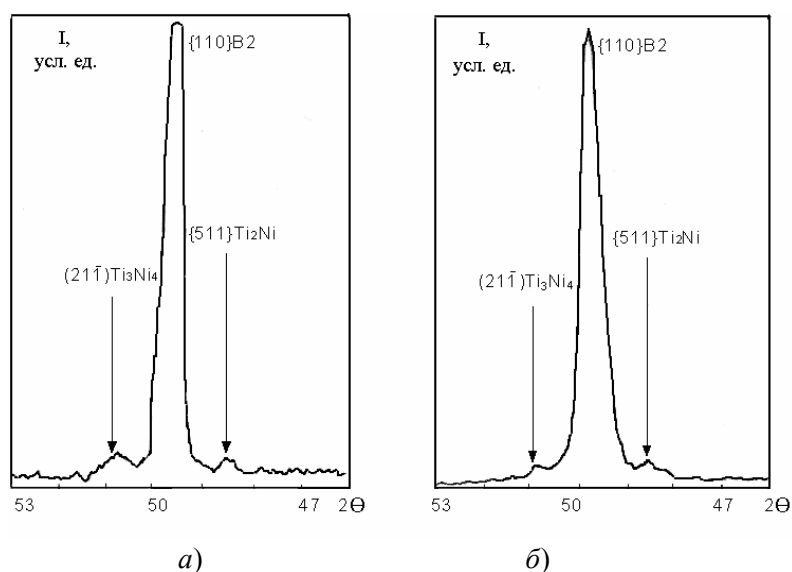


Рис. 1. Рентгенограммы сплава $\text{Ti}-50,7\% \text{Ni}$ после ПДО при 430°C , 10ч:
а – исходное состояние: закалка 700°C , 20 мин (съемка при 60°C);
б – исходное состояние: НТМО (съемка при 100°C).

Наличие этой фазы выявляется также при электронномикроскопическом исследовании. После закалки и отжига при температуре 350°C выделения фазы Ti_3Ni_4 мелкие и распределены по границам зерен (рис. 2*а*). При температуре отжига 430°C и увеличении времени выдержки до 10 ч эти выделения вырастают местами до 2,5 мкм (рис. 2*б*). После НТМО выделения избыточной фазы Ti_3Ni_4 гораздо мельче и с трудом визуально различимы на субграницах только после отжига при 430°C в течение 10 часов (рис. 2*в*).

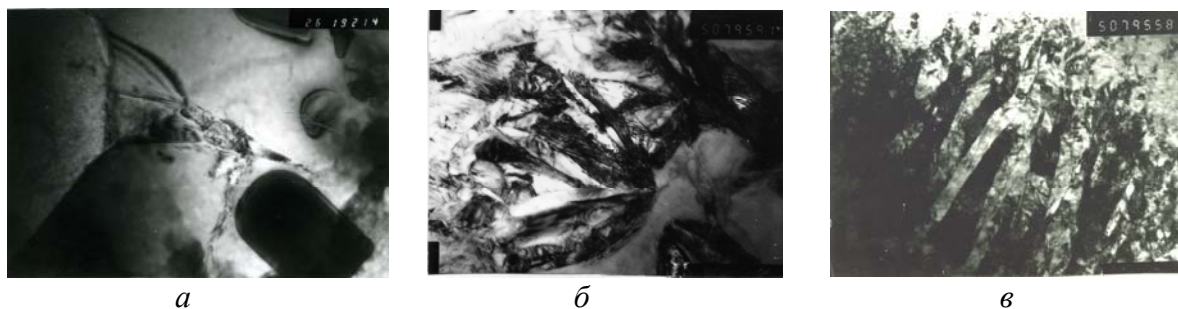


Рис. 2. Микроструктура сплава $\text{Ti}-50,7\% \text{Ni}$ после закалки (700°C , 20 мин) и последующего старения при температурах 350°C , 20 мин (*а*), 430°C , 10 ч (*б*); после НТМО с последующим старением при температуре 430°C , 10 ч (*в*).

По данным электронно-микроскопического исследования [4] деформационное старение при 350°C сопровождается развитием процессов возврата, отмечается начальная стадия полигонизации; при этом плотность дислокаций остается высокой. После НТМО с ПДО при 430 °С, 10 мин также развивается начальная стадия полигонизации. Увеличение времени выдержки до 60 мин и далее до 3 часов сопровождается совершенствованием полигонизованной субструктуры; заметного роста субзерен при этом не отмечено (размеры субзерен остаются в пределах 0,1 мкм), что обусловлено тормозящим влиянием дисперсных выделений фазы Ti_3Ni_4 по субграницам.

Результаты калориметрического исследования позволяют проследить влияние старения и изменения дислокационной субструктуры аустенита на характеристические температуры мартенситных превращений (рис. 3). После НТМО и отжига в интервале температур, в котором существует развитая дислокационная субструктура аустенита (ниже 600°C), в сплаве реализуется $B2 \leftrightarrow R$ превращение, гистерезис которого узок ($2 \div 5^\circ C$) и смещается при повышении температуры отжига в сторону низких температур (рис. 3в). В этих условиях превращение $R \rightarrow B19'$ не реализуется – оно начинается только при охлаждении ниже $-50^\circ C$.

В рекристаллизованном аустените (отжиг 600–700°C) реализуется схема превращений $B2 \rightarrow R \rightarrow B19'$, а при нагреве – $B19' \rightarrow B2$ или непрерывное $B19' \rightarrow R \rightarrow B2$ (см. рис. 3б). Гистерезис превращений составляет 25–30°C.

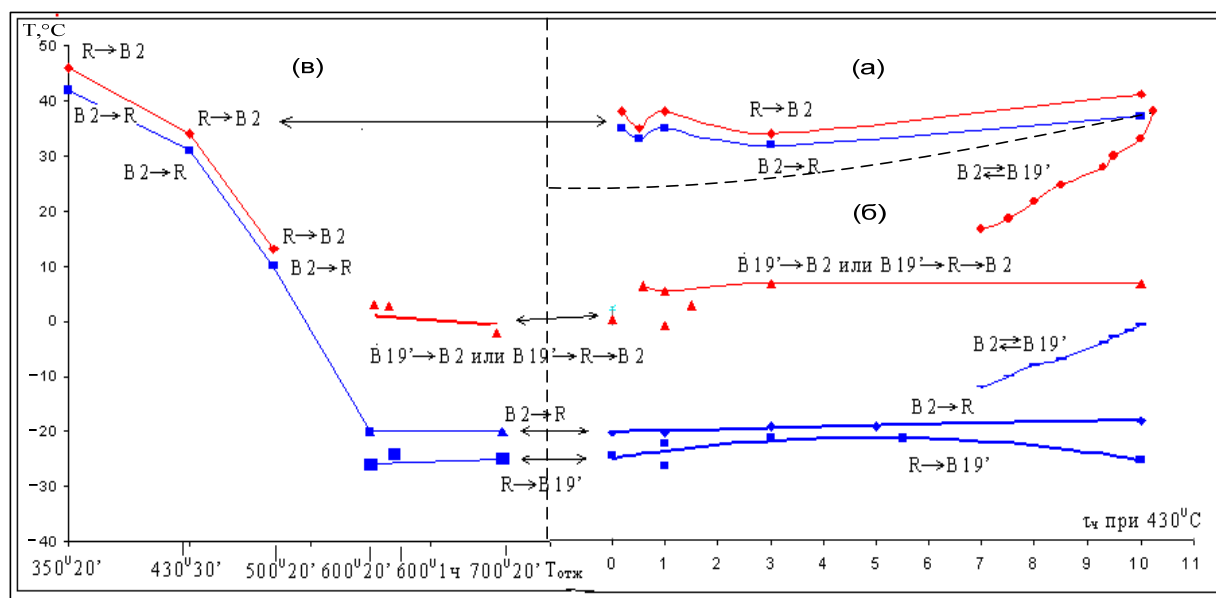


Рис. 3. Характеристические температуры мартенситных превращений в сплаве Ti–50,7%Ni: а, в – исходная НТМО; б – исходная контрольная закалка

Изотермический отжиг при 430°C после НТМО приводит к заметному смещению интервала $B2 \leftrightarrow R$ превращения вверх только после выдержки 10 ч (см. рис. 3а). Выдержка при 430°C до 3 ч после отжига при 700°C (рекристаллизация аустенита) не сопровождается изменением температур $B2 \rightarrow R \rightarrow B19'$ и $B19' \rightarrow R \rightarrow B2$ превращений (рис. 3б). После выдержки 10 ч, когда вырастают крупные кристаллы фазы Ti_3Ni_4 и возникают большие области твердого раствора, обедненного никелем, в них реализуется одностадийное превращение $B2 \leftrightarrow R$ при более высоких температурах, а в остальном твердом растворе происходит $B2 \rightarrow R \rightarrow B19'$ и $B19' \rightarrow B2$ превращение в том же интервале, что и до старения (рис. 3б).

Влияние степени полной наводимой деформации ε_t на температуру окончания формовосстановления A_K в различных структурных состояниях показано на рис. 4. В

области 1 (ПДО при 350 – 430°C) повышение ε_t с 0,7 до 8 % сопровождается заметным ростом температуры A_k . В области 2 (ПДО при 500–700°C) A_k понижается, а влияние ε_t менее заметно (рис. 4). Эта закономерность коррелирует с результатами, полученными калориметрическим методом. В области 1 наведение ЭПФ осуществляется в области существования R-фазы. Деформирование со степенью деформации $\varepsilon_t = 0,7$ % вызывает переориентацию R-фазы, которая при последующем нагреве восстанавливает исходную ориентировку. Более высокая степень деформации $\varepsilon_t = 8$ % сопровождается образованием ориентированного мартенсита напряжений, и, вероятно, его пластической деформацией. Последнее объясняет восстановление формы при более высоких температурах в этом случае [1].

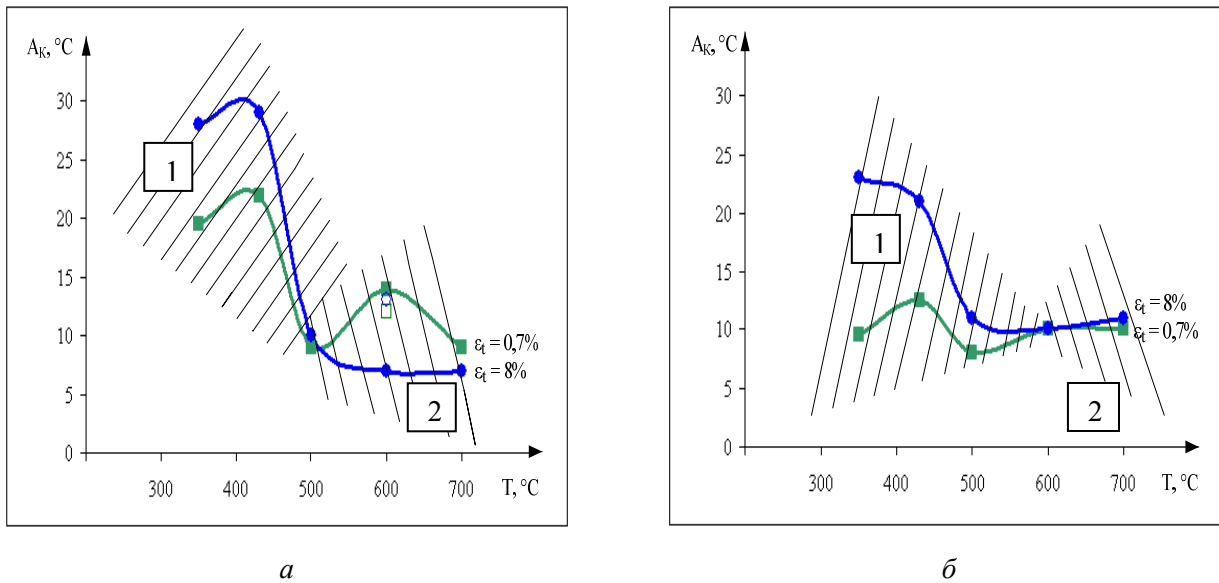


Рис. 4. Температура окончания формовосстановления A_k , после НТМО и различных режимов ПДО: *а* – диаметр образца 0,3 мм; *б* – диаметр образца 0.45 мм. Наведение ЭПФ осуществляли при -10°C .

В области 2 наведение ЭПФ происходит в исходной В2-фазе. Деформирование со степенью деформации $\varepsilon_t = 0,7$ % вызывает образование R-фазы; восстановление формы при последующем нагреве осуществляется за счет реализации $R \rightarrow B2$ превращения. Деформирование при $\varepsilon_t = 8$ % В2-фазы сопровождается образованием R-фазы, а затем мартенсита напряжений; пластической деформации мартенсита, скорее всего, в этом случае не происходит (из-за меньшей разности температур наводящей деформации и $R \rightarrow B19'$ превращения разность между «дислокационным» и фазовым пределами текучести оказывается большей, чем в области 1, что обеспечивает более позднее включение необратимой деформации).

Положение характеристических температур формовосстановления A_n и A_k определяется также временем выдержки при изотермическом отжиге (рис. 5). Увеличение времени выдержки при температуре 430°C приводит к росту характеристических температур A_n и A_k как после НТМО, так и после контрольной обработки. Температурный интервал восстановления формы $A_n - A_k$ после НТМО шире, чем после контрольной обработки, во всем исследованном интервале, что обусловлено неоднородностью деформационной субструктуры, на которую накладывается неоднородность выделений избыточной фазы Ti_3Ni_4 .

Повышение времени отжига с 10 мин до 10 часов сопровождается ростом ε_i , ε_t (обратимой деформации при одностороннем ЭПФ), ε_{TW} и убыванием величины ε_{el}^r

(рис. 6). Интенсивность роста ε_r , ε_{TW} и R_{TW} в зависимости от времени отжига после за-
калки, выше, чем после НТМО.

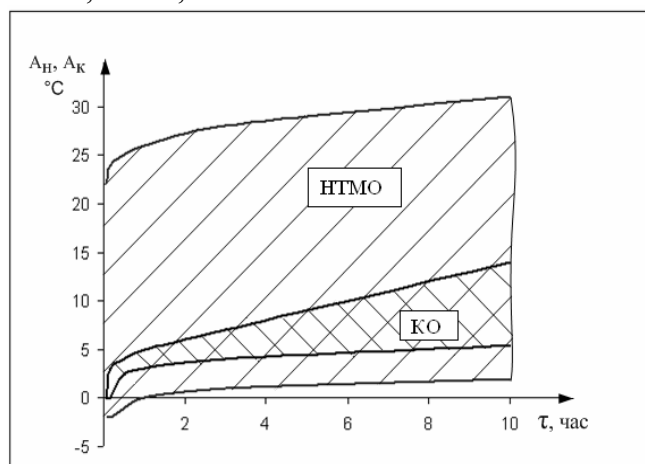
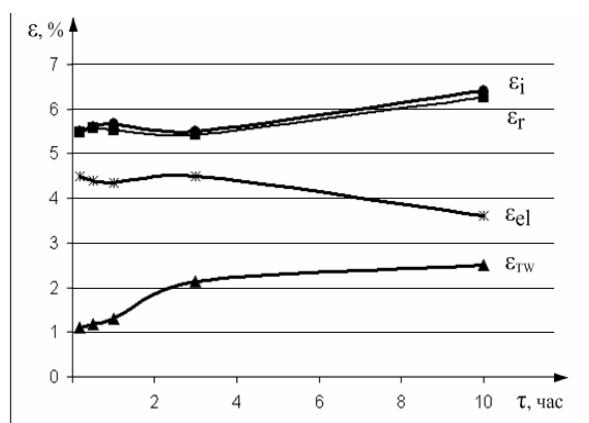
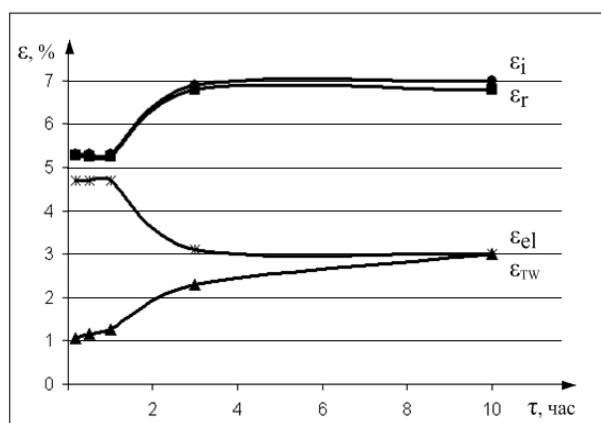


Рис. 5. Температурный интервал восстановления формы сплава Ti-50,7 % Ni после изотермического отжига при 430°C.

ным фактором, т.е. имеет место своего рода «приучение» кристаллической решетки и достижение максимального значения ε_{TW} возможно после минимального числа циклов тренировки за счет увеличения времени заневоливания.



а



б

Рис. 6. Зависимости параметров ЭПФ и ОЭПФ сплава Ti-50,7%Ni от времени выдержки в ходе изотермического отжига при 430°C после НТМО (а) и закалки (б). ЭПФ и ОЭПФ наводили в условиях заневоливания ($\varepsilon_i = 10\%$) при 25 °C с последующим охлаждением в заневоленном состоянии до -196°C.

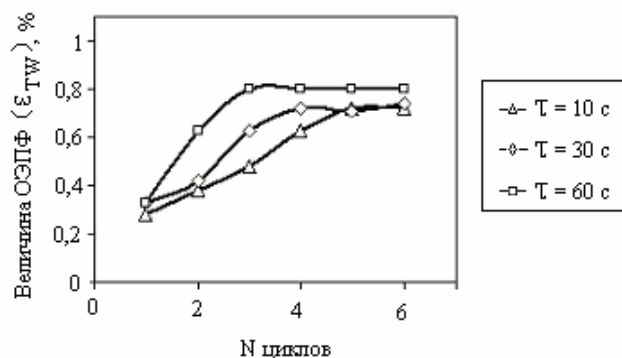


Рис. 7. Кинетика роста величины ОЭПФ при различном времени τ заневоливания образца.

Выводы

1. Изотермический отжиг стареющего сплава Ti–50,7%Ni при 430°C после НТМО приводит к формированию в аустените полигонизованной субструктуры, в которой субграницы стабилизированы дисперсными выделениями избыточной фазы Ti₃Ni₄.
2. Варьирование режимов отжига в интервале 350–500°C после НТМО сплава Ti–50,7%Ni позволяет постепенно изменять структурное состояние матрицы, концентрацию твёрдого раствора и структуру выделяющейся фазы и таким образом регулировать температуры восстановления формы с высокой точностью, а также управлять другими функциональными свойствами.
3. Варьирование параметров внешних воздействий при наведении ЭПФ и ОЭПФ – температуры, степени деформации и времени выдержки под нагрузкой – позволяет расширить возможности регулирования комплекса функциональных свойств.
4. Наведение требуемой величины ε_{TW} , реализуемой при мартенситном превращении, целесообразно проводить в области существования R-фазы за счёт развития ориентирующих напряжений в R-фазе и образования мартенсита напряжений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технического комплекса России на 2007-2012 годы», проект № 2007-3-1.3-25-04-020.

Авторы выражают благодарность проф. В. Браиловскому (Высшая технологическая школа, г. Монреаль, Канада) за помощь в проведении калориметрических исследований.

Список литературы

1. Shape memory alloys: fundamentals, modeling and applications / Brailovski V., Prokoshkin S., Terrault P., Trochu F., Eds. // Montreal: ETS Publ.–2003.– 851 p.
2. В.Г. Пушин, В.В. Кондратьев, В.Н. Хачин. Предпереходные явления и мартенситные превращения // Екатеринбург: УрО РАН.–1998.–368 с.
3. Nishida M., Wayman C.M., Kainuma R., Honma T. Further electron microscopy studies of the Ti₁₁Ni₁₃ phase in an aged Ti-52.0 % Ni shape memory alloy // Scr. met.–1986.–V. 20.–№ 6.–P. 899–904.
4. E.P.Ryklina, I.Yu. Khmelevskaya, S.D. Prokoshkin, K.E. Inaekyan, R.V. Ipatkin. Effects of Strain Aging on Two-Way Shape Memory Effect in Nickel-Titanium Alloy for Medical Application // Materials Science and Engineering. –2006. –V.A 438–440. –P.1093–1096.

ИЗМЕНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДИАГРАММЫ «ДЕФОРМАЦИЯ – РАЗГРУЖЕНИЕ» ПРИ СВЕРХУПРУГОМ МЕХАНОЦИКЛИРОВАНИИ СПЛАВА Ti–50,6ат. %Ni С РАЗНОЙ ИСХОДНОЙ СТРУКТУРОЙ

Инаекян К. Э., Коротичкий А. В., Прокошкин С. Д., Браиловский В.*,
Дубинский С. М.

*Московский институт стали и сплавов, Москва,
* Высшая технологическая школа, Монреаль, Канада
prokoshkin@tmo.misis.ru*

Введение

Создание качественно новых устройств, действующих на основе эффекта памяти формы и сверхупругости, требует непрерывного повышения комплекса функциональных свойств сплавов Ti–Ni. Управление функциональными свойствами сплавов с памятью формы (СПФ) на основе Ti–Ni (никелид титана, нитинол) эффективно осуществляется методами термомеханической обработки (ТМО). Создавая с помощью ТМО развитую дислокационную субструктуру (как правило, полигонизованную), можно регулировать свойства СПФ Ti–Ni в широких пределах [1, 2].

Перспективным направлением с точки зрения повышения функциональных свойств СПФ является использование сплавов Ti–Ni в субмикроструктурном и нанокристаллическом состояниях [3, 4]. В частности, в результате НТМО прокаткой с интенсивной пластической деформацией (истинная деформация $\epsilon > 1$) и последеформационными отжигами формируется рекордный комплекс функциональных свойств СПФ Ti–Ni [4–6].

В то же время, функциональные свойства, связанные со сверхупругим поведением СПФ Ti–Ni в ультрамелкозернистом состоянии, и их изменение в ходе сверхупругого механоциклирования, до сих пор не изучены.

В связи с этим, целями исследований на данном этапе работы было провести систематическое изучение сверхупругого поведения при сверхупругом механоциклировании сплава Ti–Ni и ультрамелкозернистой структурой, возникающей в результате НТМО с ПДО в широком интервале температур.

Материал и методики исследования

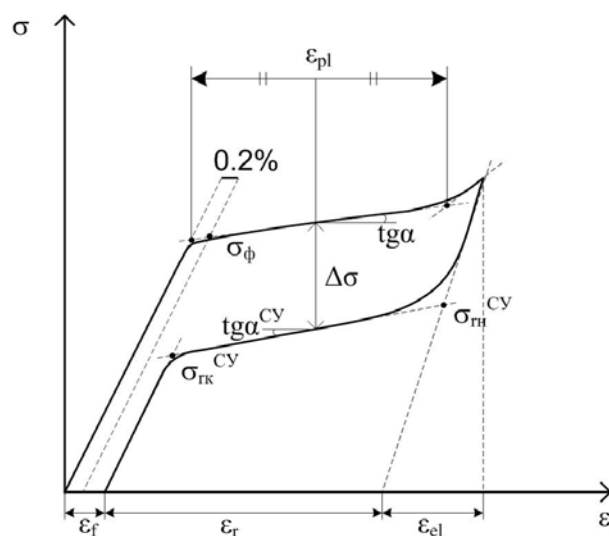
Исследовали сплав Ti–50,6ат. %Ni, характеристические температуры мартенситных превращений которого после закалки от 800 °C составляют: $M_n = 4$, $M_s = -6$, $A_n = 21$, $A_s = 37$ °C.

Исходную закаленную от 800 °C проволоку диаметром 1 мм подвергали низкотемпературной ТМО (НТМО) прокаткой при комнатной температуре. Истинная деформация составила $\epsilon = 1,55$ (по уменьшению диаметра проволоки). ПДО проводили в интервале температур 350–500 °C, 1 ч и при 700 °C, 30 мин (последняя обработка представляет собой обычную закалку и служит в качестве контрольной обработки).

Методом дифференциальной сканирующей калориметрии на установке “Perkin Elmer” изучали последовательность и характеристические температуры мартенситных превращений при скоростях нагрева и охлаждения 10 °C/мин.

Механические испытания сплава Ti–50,6%Ni, подвергнутого НТМО, $\epsilon = 1,55$ с последеформационными отжигами в интервале 350–700 °C, проводили при температурах –18 °C и 25 °C. Диаграммы «деформация–разгрузка» получали в ходе сверхупругого механоциклирования образцов при температурах 40, 55, 70 °C (в зависимости от

режима НТМО+ПДО) на базе 600–1000 циклов образцов в климатической камере испытательной машины Endura ТЕС. Сверхупругое механоциклирование проводили в



пределах удлинения, достигнутого в первом механоцикле (6,5–7%). Из полученных диаграмм определяли фазовый предел текучести аустенита σ_{ϕ} , максимальное напряжение сверхупругого возврата $\sigma_{\phi}^{суб}$, протяженность ε_{pl} и наклон площадки текучести $tg\alpha$, механический гистерезис $\Delta\sigma$, обратимую сверхупругую деформацию ε_r и остаточную деформацию ε_f как показано на рис.1.

Рис. 1. Схема определения параметров диаграммы «деформация-разгрузка»

Результаты исследований

Для выбора температуры сверхупругого механоциклирования необходимо знать закономерности изменения температур мартенситных превращений (M_n , M_s , A_n , A_s) в зависимости от температуры последеформационного отжига. Понижение температуры последеформационного отжига, а следовательно, и размера зерен, приводит к подавлению $B2(R) \rightarrow B19'$ превращения. Превращение $B2 \rightarrow R$ при этом стабилизируется, $R \rightarrow B19'$ превращение смещается ко все более низким температурам.

В работе [6] было показано, что интенсивная пластическая деформация сплава Ti–50,7%Ni (НТМО, $e = 1,7$) приводит к формированию смешанной аморфно-нанокристаллической структуры аустенита. При последеформационном отжиге (ПДО) до 350 °С происходит нанокристаллизация аморфной структуры (размер зерен аустенита составляет 10–25 нм). При дальнейшем повышении температуры отжига до 400 °С средний размер зерен достигает 26 нм, до 450 °С – 34 нм, 500 °С – 110 нм. Поскольку сплавы Ti–50,6%Ni и Ti–50,7%Ni близки по составу и оба стареющие, закономерности изменения их структуры при отжиге после НТМО можно считать одинаковыми, и эти размеры можно считать ориентировочными для сплава Ti–50,6%Ni, отожженного после ИПД при соответствующих температурах. Т.е. после ИПД и ПДО при температуре 450 °С и ниже структура сплава Ti–50,6%Ni относится к разряду нанокристаллической, а при 500 °С – уже к субмикроструктурной. В закаленном состоянии после отжига при 700 °С размер зерна составляет 3000–8000 нм.

Предварительные механические испытания при разных температурах после НТМО и отжигов показали, что сверхупругость проявляется во всех изучаемых структурных состояниях, кроме закаленного (НТМО + 700 °С). В последнем случае эффект мал, и эта обработка в дальнейшем не рассматривается.

На основании калориметрического исследования и механических испытаний были выбраны температуры для проведения сверхупругого механоциклирования сплава Ti–50,6%Ni. Они составили: для режима $e = 1,55 + 350^\circ\text{C} - 40^\circ\text{C}$; для режимов $e = 1,55 + 400^\circ\text{C}$ и $e = 1,55 + 450^\circ\text{C} - 40$ и 55°C ; для режима $e = 1,55 + 500^\circ\text{C} - 55$ и 70°C .

На рис.2 приведены примеры диаграмм «деформация-разгрузка», полученных при разных температурах после разных термомеханических обработок.

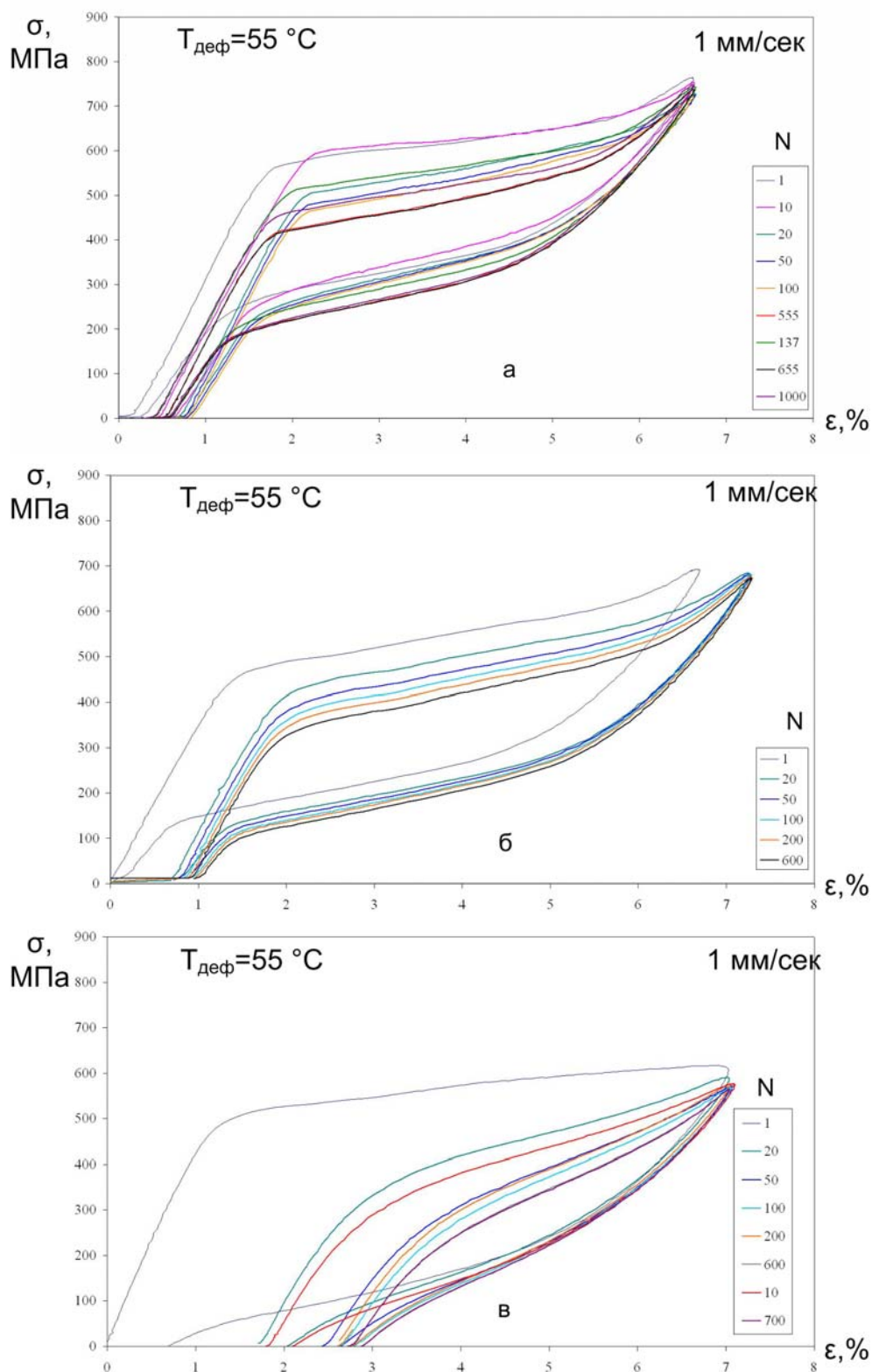


Рис. 2. Диаграммы сверхупругого механоциклирования при температуре 55°C сплава Ti-50,6%Ni после НТМО, $e = 1,55$ и отжига при температурах: 400 (а), 450 (б), 500°C (в)

На рис. 3 представлены результаты обработки первичных диаграмм деформации: закономерности изменений параметров диаграмм сверхупругого механоциклирования.

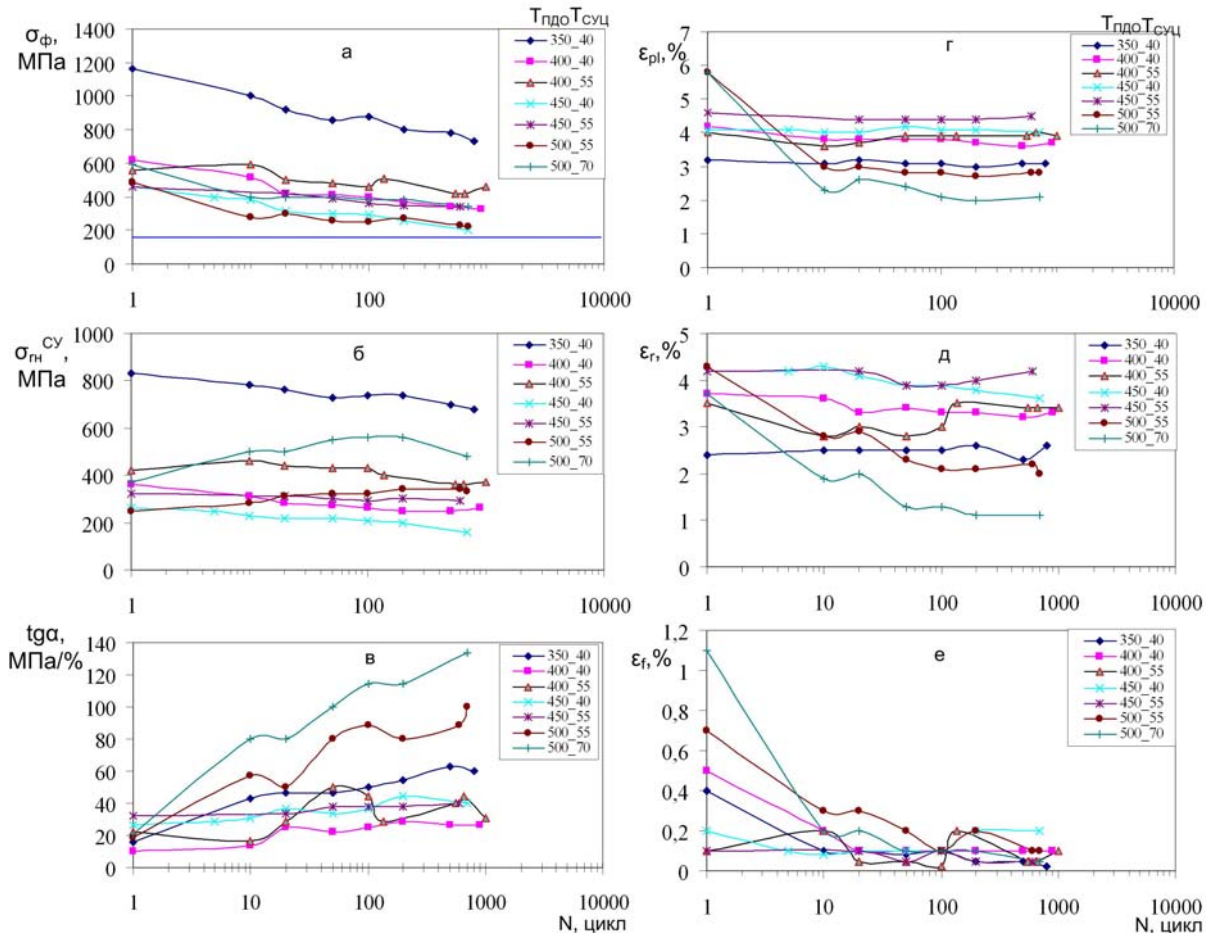


Рис. 3. Изменение параметров диаграммы «деформация–разгрузка» в ходе механоциклирования при разных температурах сплава Ti–50,6%Ni после НТМО+ПДО: *а* – фазового предела текучести, *б* – критического напряжения сверхупругого возврата, *в* – наклона площадки текучести, *г* – длины площадки текучести, *д* – обратимой сверхупругой деформации, *е* – остаточной деформации сверхупругого возврата

Из рис. 3а видно, что формирование упругих ориентированных полей напряжений при мартенситных фазовых превращениях в ходе сверхупругого механоциклирования понижает фазовый предел текучести.

Фазовый предел текучести при одной температуре испытания, тем выше, чем ниже температура ПДО (мельче зеренная структура), что согласуется с данными [4].

Критическое напряжение сверхупругого возврата (соответствующее началу обратного мартенситного превращения при разгрузке) в наиболее разупрочненном состоянии после отжига при 500°C повышается в отличие от других режимов ПДО (см. рис.3б). Это, видимо, связано с резким уменьшением наведенной деформации от цикла к циклу (см. рис.2а).

В ходе сверхупругого механоциклирования наклон площадки текучести увеличивается (см. рис.3 в). При этом, чем меньше упрочнен сплав (крупнее зерно), тем больше интенсивность увеличения наклона площадки текучести (исключение составляет отжиг при 350°C).

Наклон площадки, связанной с обратным мартенситным превращением при разгрузке, изменяется по тем же закономерностям.

Механический гистерезис сверхупругой петли $\Delta\sigma$ уменьшается в ходе механоциклирования причем наиболее быстро в наименее упрочненном состоянии по после ПДО при 500°C (см. рис.2).

Таким образом, чем меньше упрочнение сплава за счет измельчения зерна, тем сильнее сплющивается и разворачивается вверх «сверхупругая петля».

Длина площадки текучести ε_{pl} при механоциклировании после отжига при 500°C резко уменьшается в первом цикле, в отличие от других температур ПДО, когда ε_{pl} стабильна (см. рис.3г).

Как видно из рис.3д, обратимая деформация при сверхупругом восстановлении формы изменяется по тем же закономерностям, что и длина площадки текучести. При этом после ПДО при 500°C установившееся значение ε_r , как и ε_{pl} ниже, чем после отжига при более низких температурах.

Остаточная деформация, имеющая наибольшие значения после отжига при 500°C, уменьшается в ходе механоциклирования (см. рис. 3е), причем наиболее интенсивно в первых 10 циклах, а дальше постепенно стабилизируется на уровне, более высоком после отжига при 500°C.

В результате степень сверхупругого восстановления формы повышается с ростом числа сверхупругих механоциклов, приближаясь к 1. После отжига при 500°C степень восстановления формы на всех стадиях механоциклирования меньше, чем после отжига при других температурах, и не превышает 0,95.

Заключение

Оптимальной структурой в отношении параметров сверхупругости сплава Ti–50,6%Ni, не демонстрирующего отчетливо сверхупругое поведение в крупнозернистом состоянии является нанокристаллическая структура, формирующаяся в результате отжига при 400–450°C после НТМО с истинной деформацией $e = 1,55$.

Субмикроструктурная структура (отжиг при 500°C после НТМО) и чрезмерно мелкая нанокристаллическая структура (отжиг при 350°C после НТМО) менее эффективны.

Работа проведена при финансовой поддержке Федерального агентства по образованию, программа «Развитие научного потенциала высшей школы, проект №РНП.2.1.2.6604, и Совета по исследованиям в области естественных наук и техники Канады.

Список литературы

1. Brailovski, I.Yu. Khmelevskaya, S.D. Prokoshkin et al. Foundations of heat and thermomechanical treatments and their effects on the structure and properties of titanium nickelide-based alloys. Phys.Met.Metallogr., 2004, v.97, Suppl. 1, p.3-55.
2. Shape memory alloys: fundamentals, modeling and applications. V. Brailovski, S.D. Prokoshkin, P. Terriault, F. Trochu, Eds. Montreal: ETS Publ., 851 p.
3. В.В. Столяров, Е.А. Прокофьев, С.Д. Прокошкин и др. Структурные особенности, механические свойства и эффект памяти формы в сплавах TiNi, подвергнутых равноканальному угловому прессованию. Физ. мет. и металловед., 2005, т.100, №6, с.91-102.
4. Brailovski, S.D. Prokoshkin, I.Yu. Khmelevskaya et al. Structure and Properties of the Ti-50.0at% Ni Alloy After Strain Hardening and Nanocrystallizing Thermomechanical Processing. Materials Trans. JIM, 2006, v.47, No.3, p.795-804.
5. С.Д. Прокошкин, В. Браиловский, И.Ю. Хмелевская и др. Создание субструктуры и наноструктуры при термомеханической обработке и управление функциональными свойствами Ti – Ni -сплавов с эффектом запоминания формы. – МиТОМ. – 2005. – №5. – с. 24-29.
6. S.D. Prokoshkin, V. Brailovski, K.E. Inaekyan et al. Structure and properties of severely cold-rolled and annealed Ti-Ni shape memory alloys. Mater. Sci. Eng. A, 2007, in press.

ДИНАМИЧЕСКАЯ ПЛОМБА С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В ОФТАЛЬМОЛОГИИ

**Хмелевская И. Ю., Рыклина Е. П., Прокошкин С. Д., Иомдина Е. Н.,
Маркосян Г. А., Тарутта Е. П.**

МИСиС, Москва,
МНИИГБ им. Гельмгольца

Введение

В процессе лечения высокой прогрессирующей близорукости важное место занимает устранение патологического выпячивания в области заднего полюса миопического (близорукого) глаза. Эта патология устраняется локальным вдавливанием оболочек глаза [1]. При традиционной технике таких операций для создания локального давления использовали трансплантат, состоящий из перекрещенных аллофасциальных лент с размещенной между ними пломбой из консервированного аллохряща диаметром 8 мм и толщиной 1–3 мм. Данное устройство заводили за задний полюс глаза и фиксировали к склере с помощью швов. Однако проведение такого трансплантата было сопряжено со значительными трудностями ввиду объёмности хрящевой пломбы. Кроме того, для усиления давления трансплантата на задний полюс глаза необходимо создать натяжение всего лоскута, что может привести к стойкому повышению внутриглазного давления. Ещё одним недостатком применения описанного трансплантата является то обстоятельство, что пломба из аллохряща, как и любая аллоткань (донорская ткань), со временем подвергается разрушению, её давление на задний полюс глаза уменьшается, натяжение трансплантата ослабляется, что приводит к постепенному снижению эффекта вмешательства.

МИСиС совместно с НИИ глазных болезней имени Гельмгольца было разработано устройство из сплава Ti–Ni с памятью формы – биосовместимый искусственный трансплантат, названный «динамической пломбой», характеризующийся лёгкостью и малой травматичностью имплантации и обеспечивающий в течение длительного времени заданный уровень компрессии в области заднего полюса глаза [2]. Исследовали различные варианты конструкций трансплантата с памятью формы (ТПФ): в виде перфорированной пластины и спиральной пружины. Наиболее удобной в применении оказалась «динамическая пломба» в виде пружины (рис. 1).



Рис. 1. Локальное вдавливание склеры в области заднего полюса глаза с помощью трансплантата с памятью формы.

1 – ТПФ – «динамическая пломба»; 2,4 – ленточный трансплантат; 3 – глазное яблоко.

«Динамическую пломбу» 1 при охлаждении принудительно деформируют в плоскую форму и в таком состоянии размещают и фиксируют между лентами трансплантата 2 (см. рис. 1а). Ленточный трансплантат 2 с зафиксированной внутри него пломбой 1, сохраняющей плоскую форму, размещают на задней стенке глазного яблока 3 в области патологической выпуклости и подшивают к склере (рис. 1а). При подведении к «динамической пломбе» 1 внешнего источника тепла (рис. 1б) устройство «вспоминает» исходно заданную форму и компенсирует патологическую выпуклость глазного яблока.

Материал и методы исследования

Исследовали проволоку диаметром 0.22, 0.3 и 0.38 мм из сплава Ti–50.7% Ni. Обработки: отжиг при 700°C – контрольная обработка; 700 + отжиг при 450°C, 1 ч; НТМО волочением + последеформационный отжиг (ПДО) при 450°C, 1 до 10 ч. Определяли функциональные свойства: температурный интервал восстановления формы (A_H – A_K); обратимую деформацию (ε_r^{max}) при нагреве после изгиба вокруг оправок разного диаметра и реактивное напряжение (σ_r^{max}) после деформации растяжением, разгрузки и нагрева для восстановления формы. Структуру изучали рентгенографически при комнатной температуре и при 100°C.

Экспериментальные образцы «динамической пломбы» в виде конической пружины с количеством витков равным 5 и расстоянием между витками от 1.0 до 2.0 мм и высотой 5÷8 мм были изготовлены из проволоки диаметром 0.22, и 0.38 мм (см. рис. 2).

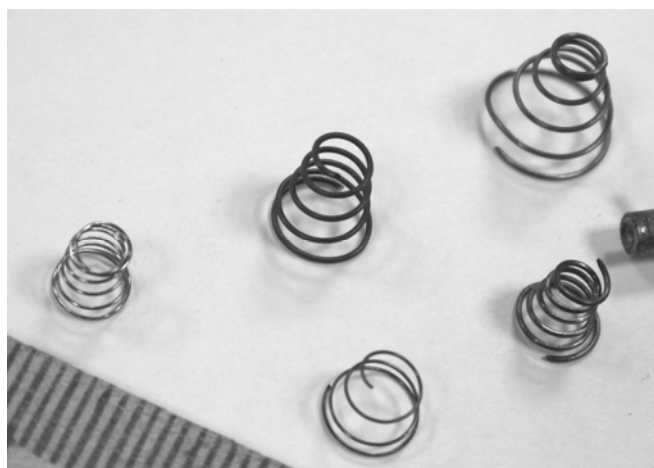


Рис. 2. Экспериментальные образцы ТПФ

На экспериментальных образцах определяли температурный интервал восстановления формы (A_H – A_K) и усилие, необходимое для придания образцу уплощенной формы (для приблизительной оценки давления, оказываемого образцом на глазное яблоко).

Для определения температур A_H и A_K образец сжимали до высоты 1–2 мм в температурном интервале 0–10°C и далее медленно нагревали, фиксируя температуру начала и окончания восстановления формы. Для приблизительной оценки усилия пружины использовали весы с ценой деления 10 г. Образец помещали в

емкость с водой, имеющей температуру 0°, 37 и 42°C. Далее образец сжимали до минимально возможной высоты (1–2 мм), фиксируя значение нагрузки каждой температуре. Искомую величину нагрузки определяли как разность между положением стрелки весов в исходном состоянии и в состоянии после сжатия пружины.

Результаты исследования

На первом этапе работы в результате исследования структуры и свойств проволоки из сплава Ti–50.7%Ni была разработана технология получения проволоки, обеспечивающая получение развитой дислокационной субструктуры с высокими функциональными свойствами: величины максимальной обратимой деформации и реактивного напряжения составили $\varepsilon_r^{max} = 8\%$, $\sigma_r^{max} = 900$ МПа в соответствии с данными [3]. Были изготовлены экспериментальные образцы и определены режимы их обработки, обеспечивающие требуемый температурный интервал восстановления формы A_H – $A_K = 38$ ÷42°C.

Результаты определения температур восстановления формы и усилия, необходимого для сжатия образца, представлены в таблице.

Таблица. Результаты определения температур восстановления формы и усилия, необходимого для сжатия образца.

№ образца	Диаметр проволоки, мм	T измерения, °C	Усилие P , г	T измерения, °C	Усилие P , г	T измерения, °C	Усилие P , г	A_n , °C	A_k , °C
1	0.38	0–10	110	37	160	42	200	39	42
2	0.39		120		200		220	39	42
6	0.22		40		50		60	38	42

Величина давления зависит от геометрических параметров образцов: толщины проволоки, шага спирали и количества витков, а также от свойств самого материала. Известно, что фазовый предел текучести и модуль упругости никелида титана имеют аномальную зависимость при приближении к температурам прямого мартенситного превращения [4, 5]. Снижение сопротивления деформации образцов при 0°C (вблизи температуры M_n) по сравнению с измерениями при температуре $A_k = 39–42$ °C иллюстрирует эту аномальную зависимость.

В процессе установки экспериментальный образец нагревали для восстановления формы до температуры 42°C, и далее он остывал до температуры тела (37 °C). Как видно из таблицы, при охлаждении до 37 °C давление сохраняется на верхнем уровне, т.к. образец находится в аустенитном состоянии, вдали от температуры начала мартенситного превращения. Таким образом, обеспечивается постоянный уровень усилия вдавливания образца ТПФ в патологически измененную область глазного яблока.

На втором этапе экспериментальный образец размещали между полосками полиэфирного синтетического материала “мерсилен” и фиксировали к склере. Следует отметить, что жесткость пружины была усилена мерсиленом. Операция в эксперименте выполнялась следующим образом.

ТПФ в виде спиральной уплощенной пружины в форме усеченного конуса высотой от 5 до 8 мм и с диаметром основания $\varnothing_1 = 4,9 \div 6,0$ мм охлаждали в холодном стерильном растворе левомицетина и «уплощали» до высоты ~ 1 мм. Затем “динамическую пломбу” размещали между полосками полиэфирного синтетического материала “мерсилен”, которые сшивали между собой с четырех сторон, но так, чтобы с одной стороны сохранился открытый и достаточно свободный доступ к ТПФ. После местной анестезии 1% раствором дикаина делали разрез конъюнктивы и теноновой капсулы, шпателем освобождали тоннель для укладки комплекса с ТПФ. Затем ТПФ укладывали на поверхность склеры в области заднего полюса (несколько выше зрительного нерва) и фиксировали к склере швом в экваториальной области глазного яблока. После этого в месте свободного доступа прикасались к пружине горячим шпателем ($T = 40–42$ °C), что приводило к восстановлению исходной высоты пружины. В условиях противодействия оболочек глазного яблока происходило увеличение высоты пружины до 3–5 мм и локальное вдавливание склеры в заданной области (рис. 1). Накладывали шов на конъюнктиву и закапывали раствор антибиотика.

Эксперимент был выполнен на 20 глазах кроликов породы «шиншилла», которые в различные сроки после операции исследовали клиническими и ультразвуковыми методами, а затем оперированные глаза энуклеировали и подвергали гистологическому изучению.

Клиническое наблюдение за состоянием оперированных глаз не выявило выраженных нарушений. Внутриглазное давление повышалось на 2–4 мм рт. ст. в первый час после операции и возвращалось к исходному уровню через сутки. Ультразвуковое сканирование и эхобиометрия показали локальное вдавление оболочек в области проекции пломбы, а также укорочение диаметра глазного яблока в этой зоне на 1.5–2 мм (рис. 3).

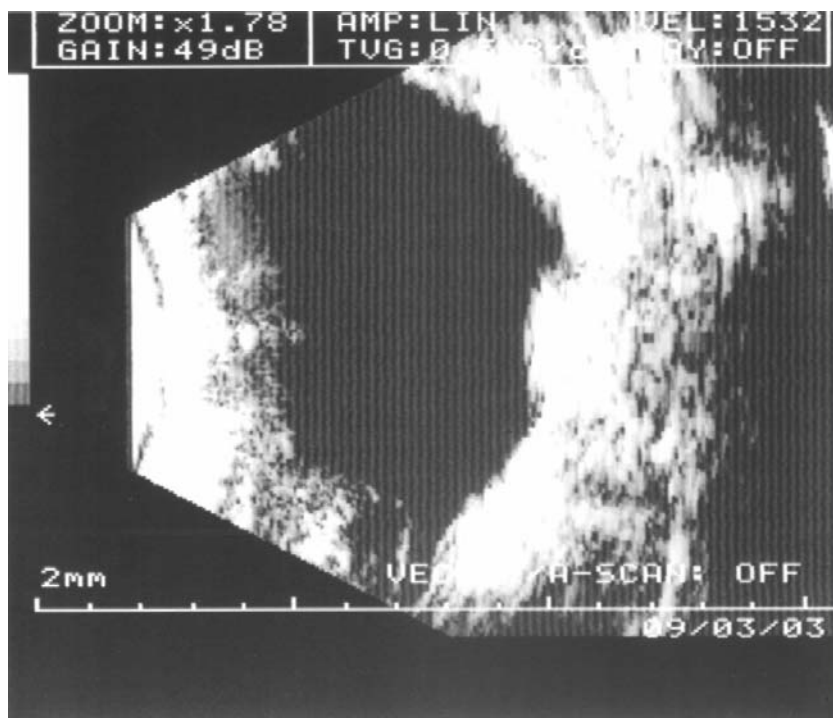


Рис. 3. Ультразвуковое сканирование локального вдавления оболочек глаза в области проекции «динамической» пломбы.

Гистологическое исследование показало, что через 2 недели после операции с применением ТПФ, помещённого между полосками мерсилена, вокруг трансплантата наблюдается соединительно-тканная капсула, тонкая со стороны склеры и более выраженная – с противоположной (рис. 4). Вследствие комплексного строения трансплантата выявляется несколько капсул: общая – вокруг всего трансплантата, отдельная – вокруг ТПФ и ещё одна – вокруг полиэфирных нитей мерсилена.

Мерсилен представлен поперечно-срезанными нитями, которые расположены отдельными группами на определённом расстоянии друг от друга в соответствии с ячеистой структурой данного материала. Каждый фрагмент мерсилена, в свою очередь, окружён новообразованной соединительно-тканной капсулой, состоящей из зрелых плотно прилежащих друг к другу коллагеновых волокон, по периферии располагаются более нежные коллагеновые волокна (рис. 5.).

В капсуле много клеточных элементов, в основном это фибробласты различной дифференцировки, встречаются лимфоциты и гистиоциты. Вокруг нитей мерсилена, а также «динамической пломбы» выявляется выраженная защитная воспалительная инфильтрация в виде гранулёмы инородных тел, которая представлена макрофагами, гигантскими клетками инородных тел, лимфоцитами и небольшим количеством псевдоэозинофилов. Никаких патологических изменений со стороны внутренних оболочек и структур глаза не выявлено.

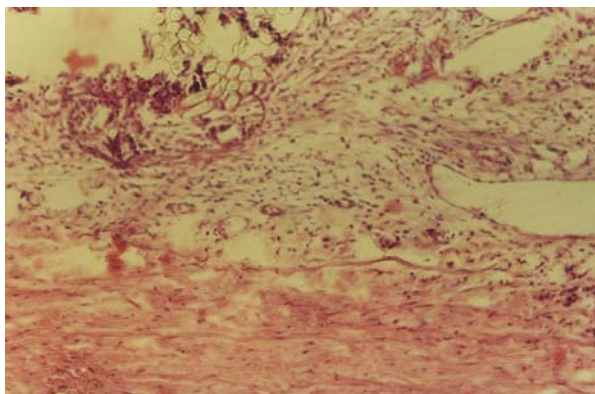


Рис. 4. Соединительно-тканная капсула вокруг трансплантата с памятью формы.

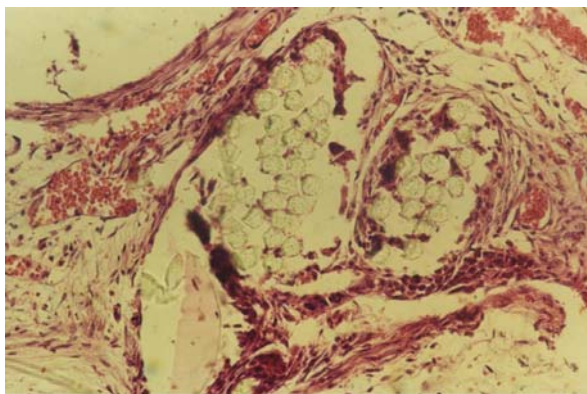


Рис. 5. Фрагмент мерсилена, волокна которого окружены новообразованными соединительно-тканными капсулами.

Выводы

Разработанный способ хирургического лечения высокой осложненной близорукости и устройство для его осуществления – трансплантат с памятью формы – позволяют:

- осуществить удобное и малотравматичное проведение биологически совместимого трансплантата к заднему полюсу глаза;
- располагать необходимым запасом времени для осуществления дополнительных манипуляций, поскольку размещённая на заднем полюсе глазного яблока “динамическая пломба” при температуре тела пациента может оставаться в нефункциональном состоянии долгое время, её действие начинается только при подведении дополнительного источника тепла;
- осуществить дозированное постоянно действующее локальное вдавление склеры в области проекции жёлтого пятна трансплантатом, не подвергающимся биодеструкции;
- обеспечить более плотное прилегание трансплантата и формирование прочного комплекса «склера-трансплантат»;
- Проведенное экспериментальное исследование позволяет рекомендовать разработанные трансплантаты для клинического исследования.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Министерства образования РФ, проект № 02.442.11.7297.

Список литературы

1. Савиных В.И. Комбинированная склеропластическая реконструкция глаза с высокой близорукостью // Офтальмол. журн., 1980, №8.
2. Патент РФ № 22311339.
3. V. Brailovski, S.D. Prokoshkin, I.Yu. Khmelevskaya et.al. Structure and properties of the Ti-50.0 at.% Ni alloy after strain hardening and nanocrystallizing thermomechanical processing.//Materials Transactions JIM, 2006, v.47, № 3, p.795-804.
4. Shape Memory Materials, ed. K. Otsuka, C.M. Wayman. Cambridge, 1999, 284 p.
5. Shape Memory Alloys: Fundamentals, Modeling and Applications, ed. V. Brailovski, S. Prokoshkin, P. Terriault, F. Trochu, Montreal: ETS Publ., 2003, 851 p.

УДК 669.018.2

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПОВЕДЕНИЯ СПЛАВОВ С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ, ОБЛУЧАЕМЫХ НЕЙТРОНАМИ

Беляев С. П., Коноплева Р. Ф., Назаркин И. В., Соловей В. Л., Чеканов В. А.

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН
spb@smel.math.spbu.ru

Нейтронное облучение существенно изменяет структуру и свойства материалов с термоупругими мартенситными превращениями, проявляющих эффект памяти формы. Наиболее исследован в этом отношении эквиатомный сплав TiNi. По имеющимся данным после облучения быстрыми нейтронами флюенсом более $5 \cdot 10^{19}$ см⁻² в никелиде титана и его сплавах мартенситное превращение не наблюдается вплоть до 170 К [1,2]. Это интерпретируется как снижение температур превращения в результате облучения. Причины такого снижения авторы усматривают в разупорядочении и аморфизации кристаллической решетки, что следует из результатов исследования никелида титана дифракционными методами [2–4]. Другие же материалы с мартенситными превращениями изучены крайне мало, хотя многие из них по своим функциональным характеристикам являются перспективными для использования в различных приложениях, связанных с реакторной техникой.

Целью настоящего исследования является определение общих и особенных закономерностей развития мартенситных превращений и радиационного повреждения облучаемых нейтронами сплавов с памятью формы, обладающих различной структурой и разным типом мартенситных превращений.

Исследовали поликристаллические образцы сплавов Ti–55 %Ni, Mn–20 %Cu, а также монокристалл сплава Cu–13,4 %Al–5 %Ni. Образцы облучали в гелиевой петле реактора ВВР-М. Облучение производили при температурах 320–340 К до флюенса быстрых ($E > 1$ МэВ) нейтронов $2,4 \cdot 10^{18}$ нейтр/см². Указанные температуры облучения соответствовали аустенитному состоянию сплавов TiNi и Mn–Cu. Сплав Cu–Al–Ni при этом находился в мартенситном или двухфазном (в интервале перехода «аустенит→мартенсит») состояниях. Изотермическое облучение чередовали с термоциклами (110↔350 К) через интервал температур мартенситных переходов в сплавах. В ходе облучения непрерывно измеряли удельное электросопротивление образцов четырехзондовым методом. Получаемые в ходе термоциклирования температурные зависимости электросопротивления позволяли судить о температурной кинетике мартенситных превращений в исследуемых материалах.

Результаты экспериментов показали следующее.

Сплав TiNi. При охлаждении сплав претерпевает превращения из кубической решетки в ромбоэдрическую и далее в моноклинную ($B2 \Rightarrow R \Rightarrow B19'$). На рис. 1 показаны температурные зависимости удельного электросопротивления сплава при охлаждении, полученные при разных флюенсах быстрых нейтронов. Зависимости, изображенные на рисунке, с нарастанием флюенса смещаются влево по температурной шкале и вверх по шкале сопротивления. Это означает, что критические температуры мартенситных переходов в сплаве TiNi снижаются с нарастанием флюенса, а сопротивление возрастает. Температура перехода $R \Rightarrow B19'$ (M_n), например, уменьшается на 38 К после облучения флюенсом $2,4 \cdot 10^{18}$ нейтр/см². Можно также видеть, что температурный гистерезис превращений увеличивается.

Электросопротивление сплава TiNi увеличивается практически прямо пропорционально флюенсу быстрых нейтронов. Сопротивление в аустенитном состоянии (при 340 K) возрастает на 8,3 % к концу эксперимента. Важной особенностью сплава TiNi является то, что скорость роста сопротивления в мартенситном состоянии (при 130 K) оказывается почти в 3 раза большей, чем в аустенитном.

Заметим, что указанные закономерности выявляются при облучении как в аустенитном (при 330 K) состоянии, так и в мартенситном при 120 K [5,6].

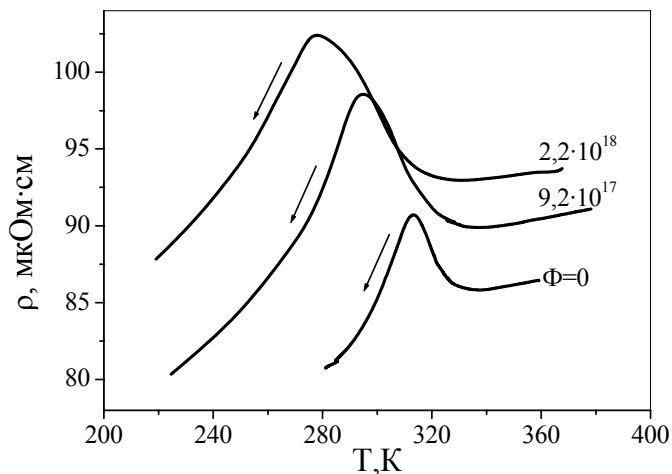


Рис. 1. Температурные зависимости электросопротивления при охлаждении сплава TiNi в необлученном состоянии и после облучения различным флюенсом нейтронов при температуре 330 K

Сплав Cu–Al–Ni. Сплав при уменьшении температуры претерпевает превращение из структуры DO₃ в длиннопериодную структуру типа 18R. Электросопротивление сплава Cu–Al–Ni растет линейно с увеличением флюенса и к окончанию эксперимента оно увеличивается на 8–9 %, что сравнимо с ростом сопротивления у никелида титана в аустенитном состоянии. Однако, в отличие от сплава TiNi, темп нарастания электросопротивления оказался практически одинаковым как для мартенситного, так и для аустенитного состояний (рис. 2).

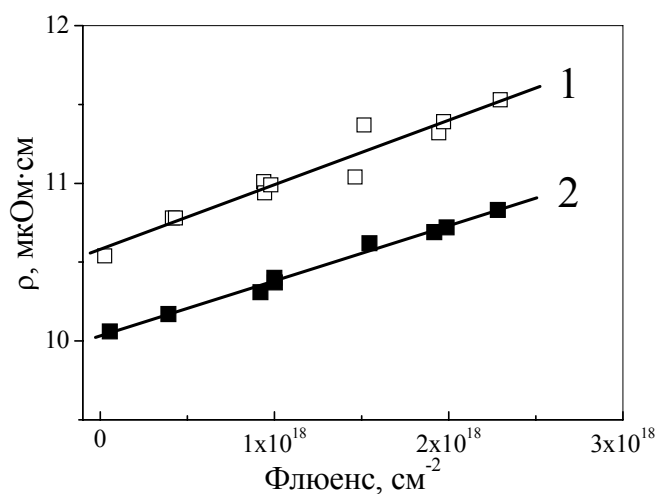


Рис. 2. Зависимости электросопротивления сплава Cu–Al–Ni при температуре 250 K (1), соответствующей мартенситному состоянию сплава, и 350 K (2), соответствующей аустенитному состоянию, от флюенса нейтронов.

После облучения в двухфазном или мартенситном состоянии (при 320–340 К) в сплаве Cu–Al–Ni имеет место значительное (на 25–30 К) повышение температур обратного превращения «мартенсит→аустенит». Такое повышение наблюдается однократно только в процессе первого нагрева, следующего непосредственно за изотермическим облучением, и пропорционально интегральной дозе нейтронов. При последующих термических циклах мартенситный переход происходит при меньших температурах и с увеличением интегрального значения флюенса гистерезисная температурная зависимость электросопротивления смещается в направлении низких температур (рис. 3). Таким образом, действие радиации в сплаве Cu–Al–Ni приводит к устойчивому уменьшению критических температур превращения и к однократному (неустойчивому) возрастанию температур обратного превращения.

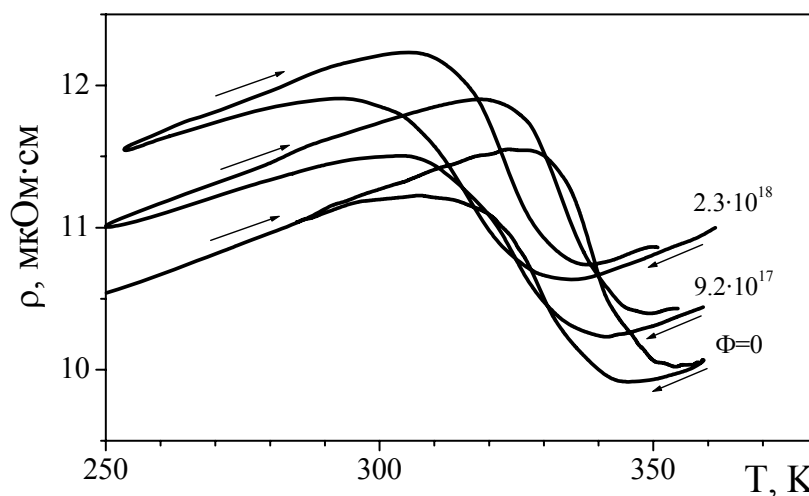


Рис. 3. Температурные зависимости электросопротивления сплава Cu–Al–Ni в необлученном состоянии и после облучения различным флюенсом нейтронов при температуре 330 К

Сплав Mn–Cu. В сплаве реализуется ГЦК↔ГПУ мартенситное превращение близкое по кинетике к переходу II рода. В процессе облучения в сплаве наблюдается весьма незначительное изменение сопротивления, которое к концу эксперимента при флюенсе $2,4 \cdot 10^{18}$ нейтр/см² увеличивается лишь на 0,2 %. Подобное незначительное изменение свойств, согласно нашим экспериментам, происходит и в образцах меди технической чистоты, облучаемых в тех же условиях. Температуры мартенситного превращения в сплаве Mn–Cu также практически не изменяются с ростом флюенса.

Сравнивая результаты, полученные на различных материалах, прежде всего обратим внимание на то обстоятельство, что в двух из трех изученных сплавов (TiNi, Cu–Al–Ni) температуры мартенситных переходов резко снижаются начиная с самых первых часов нейтронного облучения. Одновременно происходит значительное возрастание электросопротивления. Однако в сплаве Mn–Cu изменения свойств практически не происходит. Очевидно, что различие в поведении материалов связано с различием их структуры и главной особенностью первых двух сплавов является их упорядоченность. Уменьшение степени дальнего порядка при облучении является причиной ускоренного возрастания электросопротивления сплавов TiNi и Cu–Al–Ni, одновременно вызывая снижение температур превращений в этих материалах. В противоположность этому, в неупорядоченном сплаве Mn–Cu температурная кинетика мартенситных превращений и электросопротивление практически не изменяются, поскольку концентрация вакан-

сий, межузлий и их комплексов при флюенсах, меньших $3 \cdot 10^{18}$ нейтр/см², невелика, и эти радиационные дефекты лишь в малой степени изменяют макроскопические свойства сплава.

Указав на общие закономерности в поведении упорядоченных сплавов при облучении, следует обратить внимание и на некоторые отличительные особенности. Так для никелида титана характерна разница в скорости нарастания сопротивления с флюенсом в аустенитном и мартенситном состояниях, возможная природа которой обсуждалась в работе [6] при анализе поведения сплава в процессе низкотемпературного (при 120 К) облучения. В монокристалле Cu–Al–Ni имеет место однократный эффект повышения температуры обратного превращения после облучения. Как показано специальными экспериментами [7], такое повышение вероятнее всего обусловлено закреплением межфазных и двойниковых границ радиационными дефектами вследствие потери их когерентности. Поскольку после перехода кристалла в аустенитное состояние границы исчезают, то тем самым в структуре металла практически полностью «стирается память» об облучении и поэтому эффект наблюдается однократно. В поликристаллическом образце сплава TiNi такое явление не наблюдается, по-видимому, вследствие того, что радиационные дефекты эффективно поглощаются границами зерен.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект 05-08-33547).

Список литературы

1. А.М.Роговский, Е.Н.Логунцев, А.Н.Занков, Е.В.Серовикова, В.А.Цыгвинцев, И.Н.Ковалев, Г.Р.Гадаскин. Влияние реакторного излучения на структуру, механические свойства и память формы никелида титана // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение, 1991. Вып. 3, С. 60-63 .
2. С.Ф. Дубинин, С.Г.Теплоухов, В.Д.Пархоменко. Влияние атомного порядка на температуры мартенситных превращений сплава Ti₄₉Ni₅₁ // Физ. мет. и металловед. 1994, Т. 78, Вып. 2, С. 84-90.
3. В.В.Брык, Д.Г.Малыхин, Ю.И.Поляков, С.Н.Слепцов, Т.П.Черняева. Диспергирование и аморфизация никелида титана при механическом и радиационном воздействии // Радиационное материаловедение. Харьков. 1990, Т. 6, С.190-197.
4. Дубинин С.Ф., Теплоухов, Пархоменко В.Д. Структурное состояние никелида титана, облученного быстрыми нейтронами // Физ. мет. и металловед. 1996. Т.82, Вып.3, С. 136-141.
5. Беляев С.П., Волков А.Е., Коноплева Р.Ф., Назаркин И.В., Разов А.И., Соловей В.Л., Чеканов В.А. Влияние нейтронного облучения на мартенситные превращения и эффект памяти формы в сплаве TiNi// Физ. твердого тела, 1998. Т.40, № 9. С. 1705-1709.
6. Беляев С.П., Волков А.Е., Коноплева Р.Ф., Назаркин И.В., Разов А.И., Соловей В.Л., Чеканов В.А. Кинетика радиационных повреждений и мартенситные превращения в сплаве TiNi в процессе облучения нейтронами // Физика твердого тела. 2001. Т. 43, Вып. 11, С.2070-2075.
7. Беляев С.П., Волков А.Е., Коноплева Р.Ф., Назаркин И.В., Пульнев С.А., Соловей В.Л., Чеканов В.А. Мартенситное превращение в монокристалле сплава медь-алюминий-никель после кратковременного нейтронного облучения // Физика твердого тела. 2003. Т. 45, Вып. 2, С. 321-326.

УДК 539.4:620.179.16

АКУСТОЭМИССИОННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НАКОПЛЕНИЯ МЕЗОДЕФЕКТОВ И МАКРОРАЗРУШЕНИЕ ГЕТЕРОГЕННОГО МАТЕРИАЛА С РЕГУЛЯРНОЙ СТРУКТУРОЙ

Лексовский А. М., Гаврилин А. В., Баскин Б. Л.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург,
albert.leksowskij@mail.ioffe.ru

Известно, что неизбежным следствием при деформировании твердых тел с микропластичностью и, тем более, гетерогенных тел с различием по упругопластическим свойствам компонентов, является накопление повреждений не только на уровне элементарных дефектов кристаллической решетки, но и на более высоком масштабном уровне – на уровне микро- и мезотрещин размером $0,1\div 100$ мкм. Принято считать, что исчерпание ресурса долговечности, т.е. макроразрушение, есть следствие этих процессов. Физика трансформации скопления элементарных дефектов кристаллического строения типа дислокаций в микротрещину изучена достаточно подробно. А вопрос о преобразовании микротрещины в магистральную, на наш взгляд, требует обстоятельного исследования.

Результаты дифракционных, интегральных методов наблюдения в некоторых полимерных материалах множественного образования микротрещин, размер и число которых в течение жизни образца практически не изменяется (см., напр. [1]), в легли в основу "концентрационного критерия" (двухстадийной модели) разрушения (см., например, [2]). Полагается, что условием перехода от образования изолированных микротрещин к процессу их коррелированного зарождения и образованию магистральной трещины должна быть такая их объемная концентрация, когда при среднем расстоянии между ними, примерно равном трем средним размерам, в локальных областях возможно наложение упругих полей, что и должно обеспечить ускорение слияния. Однако подобное предположение до сих пор экспериментально никак не обосновано и является, как минимум, более чем спорным.

Опыты непосредственно в колонне растрового электронного микроскопа РЭМ [3,4] при изучении зарождения и развития микротрещин на уровне $0,1\div 1$ мкм в предвершинной области искусственно созданного макроконцентратора в тонких ($40\div 200$ мкм) образцах полимерных материалов и металлов, а также в модельных экспериментах при исследовании взаимодействия более масштабных ($10^3\div 10^4$ мкм) трещин (см., напр., литературу в [5]) показали отсутствие ускоренного ("упругого") взаимодействия при их взаимном сближении и вошли в резкое противоречие с "концентрационным критерием". Эти экспериментальные результаты, на наш взгляд, не позволяют рассматривать группу из нескольких микротрещин непременно как очаг разрушения, как необходимое и достаточное условие для перехода на этап динамического макроразрушения.

Для выяснения механизма формирования магистральной трещины в телах с множественным образованием микротрещин необходимо получение прямых экспериментальных данных о развитии именно ансамбля микротрещин как в плане локального распределения, так и в плане статистических особенностей динамики этого процесса.

Представляется, что в общем случае более адекватным напряженным состоянием может быть условие плоской деформации, и при этом материалом исследования могут служить композитные системы с однонаправленным расположением армирующих во-

локон. С одной стороны, они являются современными конструкционными материалами. В то же самое время, они могут рассматриваться как хорошая модель с регулярной мезо организацией с известным представительным структурным элементом. К тому же выбор нагружения с постоянной скоростью деформирования с целью уменьшения влияния релаксационных (диссипативных) процессов делает режим эксперимента более жестким, например, по сравнению с испытанием при постоянном напряжении. Такая гетерогенная система гарантирует появление трещин в результате, преимущественно, первоочередного разрыва именно высокомодульных волокон с большой запасенной энергией упругой деформации. А роль матрицы (материала в межволоконном пространстве) сводится, преимущественно, к демпфированию последствий взрывообразно рождающихся микротрещин, что ранее уже было показано в опытах *in situ* [4], и при этом именно её релаксационные (а не только упругие) свойства, в основном, определяют и размер локальной микрокатастрофы (микротрещины) [6], и динамику перераспределения напряжений в окружающем локальном объеме [7].

В качестве материала исследования были использованы образцы углеалюминия размером рабочей части $\approx (90 \times 1 \times 7)$ мм. Диаметр угольных волокон ≈ 7 мкм, общее количество волокон в образце превышало $2 \cdot 10^3$. Поверхность углеродных волокон предварительно защищалась путем осаждения из газовой фазы (TiC+Ni). Деформирование при комнатной температуре производилось на машине 1231У-10. Использовалась система линейной локации сигналов акустической эмиссии (АЭ). На образце крепились два пьезодатчика с резонансной частотой $300 \div 450$ КГц. Регистрирующая аппаратура на базе процессора Э-60 и мини-ЭВМ HP-9835А [8]. Точность локации источников сигналов АЭ зависит от нескольких факторов, в том числе, от амплитуды импульса. В исследуемом случае определение линейных координат источников сигналов АЭ было с точностью на уровне $2 \div 2,5$ мм.

На рис.1 в качестве иллюстрации приведена 3D диаграмма при деформировании одиночного углеродного волокна диаметром около 7 мкм в матрице из эпоксидной смолы ЭД-20 горячего отверждения. Как можно видеть, разрывы волокна достаточно удовлетворительно можно приписать к вполне определенной области по координате длины образца и величине деформации этого модельного образца. Эти данные дают основание для обсуждения детального развития событий в локальной области с разрешением не хуже 2 мм. Зафиксированными оказались 7 событий, последовательно появляющихся по мере деформирования. Следует отметить, что первый разрыв волокна ($\epsilon \approx 0,63\%$) оказался, как и можно было ожидать, самым низкоэнергетическим. Последнее (7-е) событие не было элементарным, поскольку временное разрешение равно 1 мс, так что этот пик включает в себя несколько единичных разрывов.

Рассмотрим, как и в каком сечении происходили разрывы волокон при деформировании образца углеалюминия. Для этого удобнее и нагляднее представить серию последовательных временных "срезов", а не единую и компактную 3D диаграмму. На рис. 2 представлены промежуточные распределения числа АЭ-событий по длине образца с дискретностью $100 \div 150$ сек по времени нагружения. Можно видеть, что процесс накопления микроразрушений начал проявляться на исходе первых 600 сек деформирования в зоне $(-22) \div (-18)$ мм. После появления в этой зоне первых десятков сигналов начинают последовательно "подключаться" соседние области в направлении центра и противоположного края образца. До момента ~ 1100 сек первая активная зона обгоняла в развитии процесса все другие области. Но со времени 1300 сек более интенсивно начинает "звучать" область $10 \div 25$ мм. К моменту ~ 2000 сек первая зона всё ещё имела большее число АЭ событий. С этого времени абсолютное лидерство начинает принадлежать зоне с координатами $12 \div 25$ мм и центру образца. Итоговое распределение показывает наибольшую поврежденность в области $12 \div 14$ мм. Однако итоговое макрораз-

рушение, как показало прямое измерение *post factum*, прошло по области с координатами $18 \div 23$ мм.

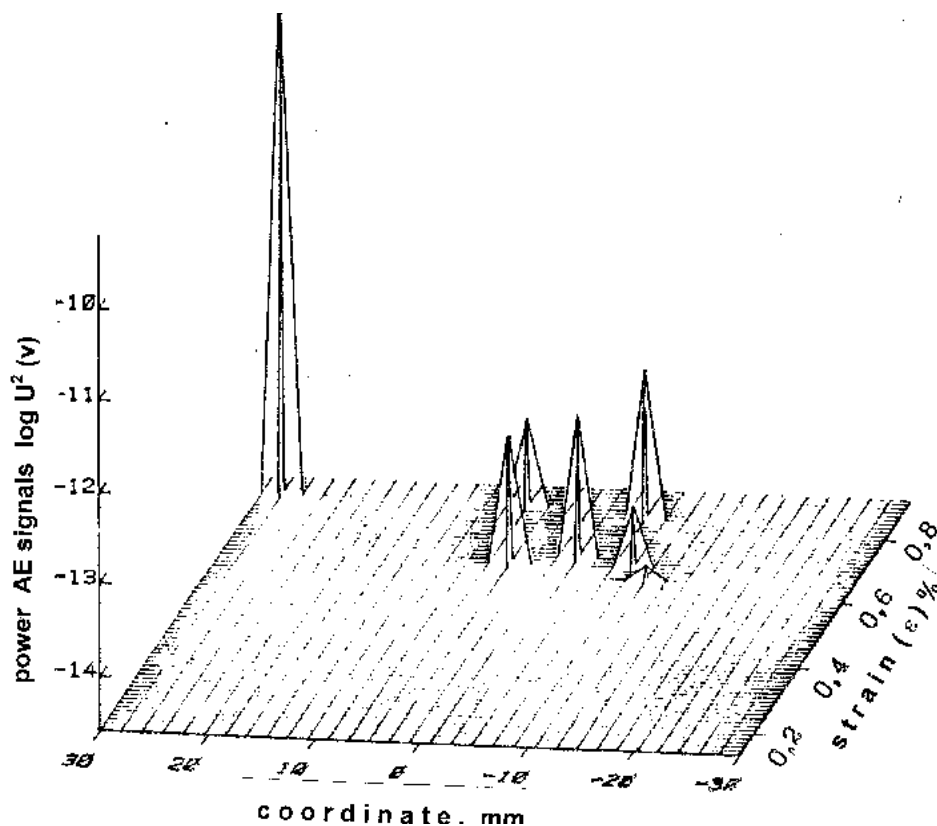


Рис. 1. 3D диаграмма регистрации АЭ сигналов при деформировании модельного образца: углеродное моноволокно в матрице из отвержденной эпоксидной смолы ЭД-20.

Обратимся к рассмотрению изменения амплитудного распределения по мере деформирования. В разных участках по длине образца в начальный период деформирования (до 1500 сек) средняя амплитуда АЭ, преимущественно, соответствует либо одиночному разрыву углеродного волокна, либо в некоторых местах могут наблюдаться и на порядок большие сигналы, что следует рассматривать как свидетельство развития процесса более однородной загрузки сечений за счет постепенной "выбраковки" локальных мезоструктурных неоднородностей. Никаких последствий от аномально больших АЭ событий в ближайшем окружении на этом этапе деформирования не наблюдается.

Представляет интерес рассмотреть динамику АЭ энерговыделения в области $10 \div 27$ мм за последние 153 сек деформирования с дискретностью 5 сек (см. рис. 3), поскольку именно на финальной стадии можно ожидать проявления определенной иерархии в процессе накопления микроразрушений. Как можно видеть, средняя амплитуда сигналов в этой области, число которых (N), как правило, от нескольких десятков до 150, меняется, в целом, незначительно – в пределах $200 \div 300$ мкв, что соответствует групповому разрыву $2 \div 3$ волокон одновременно (в пределах временного разрешения 1 мсек), строгой регулярности укладки которых достичь не удаётся. При этом наблюдается некое волнообразное движение фронта энерговыделения в пределах зоны шириной $15 \div 17$ мм с промежуточными всплесками, распадом кратковременной группировки, и даже "отражением" от границ области.

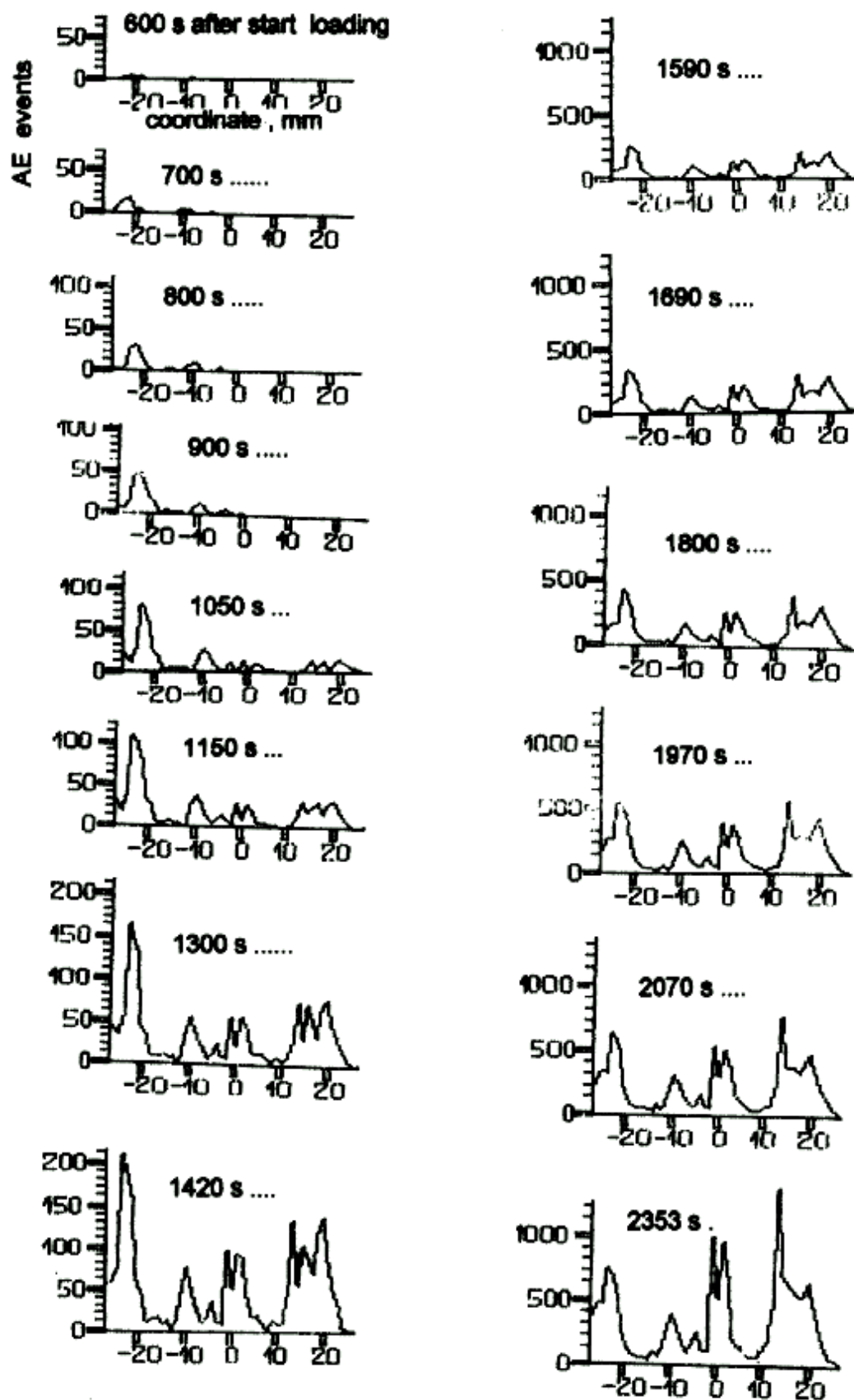


Рис. 2. Развитие процесса накопления разрывов волокон

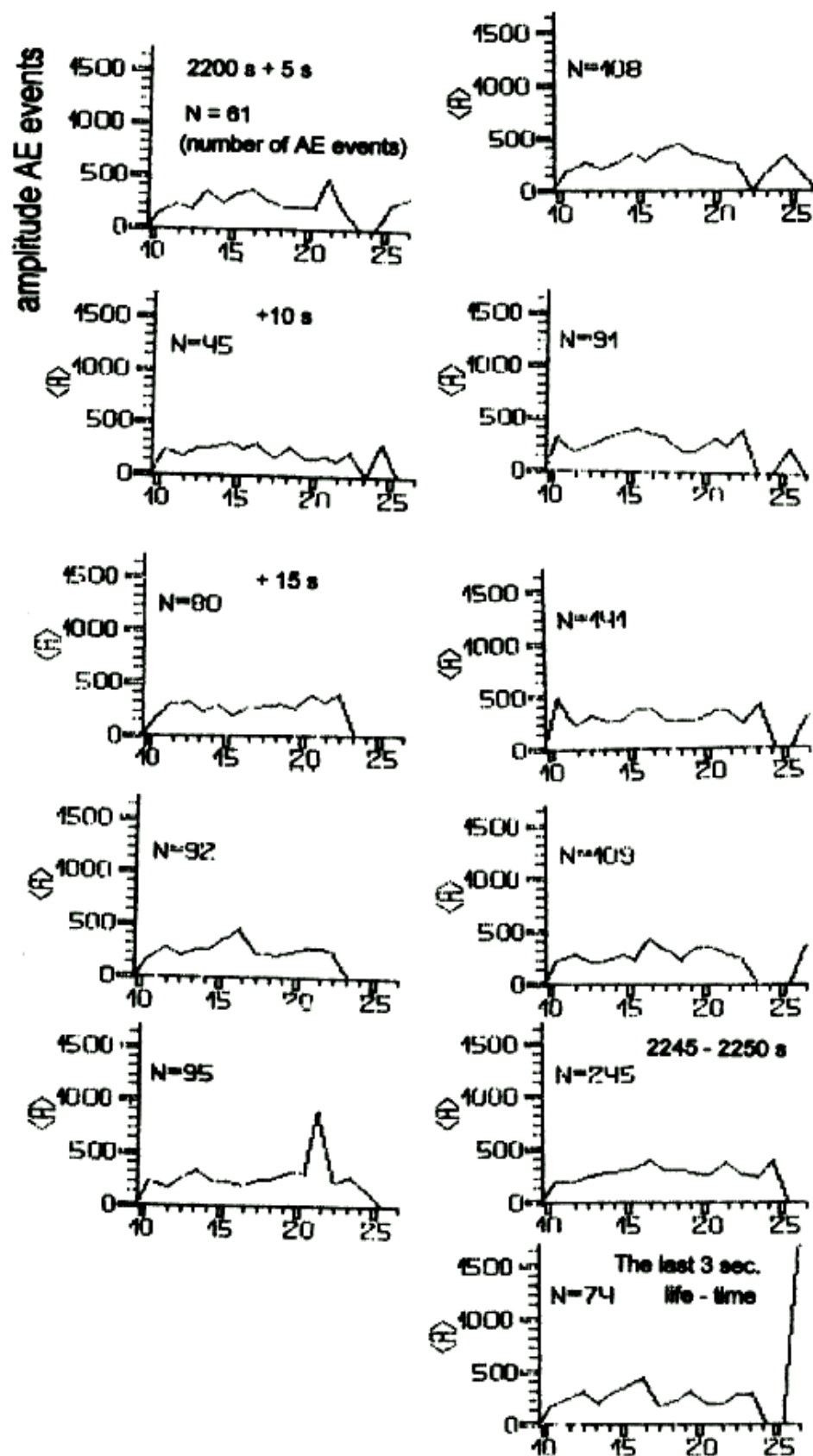


Рис. 3. Распределение амплитуд сигналов АЭ по длине образца за последние 153 сек из общего времени деформирования 2253 сек с шагом по 5 сек с указанием числа учтенных АЭ-событий в этом конкретном временном отрезке процесса деформирования.

Можно видеть, что в зоне макроразрыва образца как единого целого (18÷23 мм) не зафиксировано появления серии сигналов с большой амплитудой, что могло бы свидетельствовать об иерархии нарастания коррелированно возникающих разрывов волокон. В тоже время, как и в случае распределения числа разрывов, усматривается тенденция определенного волнообразного, эстафетного смещения наиболее активной зоны.

Аналогичное смещение зон активного дробления борных волокон ранее [9] наблюдалось при деформировании композиции АI–В (2,5%). В работе [10] волнообразное смещение зон активного деформирования на металлах наблюдалось методом спекл-интерферометрии. Отличие в нашем случае, по сравнению с [10], заключается в том, что движущим источником достоверно является образование мезотрещин и последующее за ним релаксационное перераспределение локальных напряжений [9]. При этом дополнительно появляется возможность анализа статистических аспектов потока источников сигналов АЭ, что является принципиально важным для выяснения механизма формирования магистральной трещины в телах с множественным образованием микротрещин, но что требует дополнительного и специального рассмотрения.

Итак, приведенные экспериментальные результаты показывают, что для гетерогенных тел с различием по упругопластическим свойствам компонентов множественное образование мезотрещин не является необходимым и достаточным условием для формирования очага разрушения, образования и катастрофического роста магистральной трещины как то предполагается при формулировании "концентрационного критерия" (двухстадийной модели) разрушения [2].

Проведенное рассмотрение является в первом приближении необходимым шагом в решении более общего и главного вопроса о механизме разрушения твердых тел с микропластичностью, в условиях множественного образования микротрещин – как наиболее эффективного элемента механизма диссипации высоких локальных напряжений.

Список литературы

1. Регель В.Р., Слуцкер А.И., Томащевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. - М., "Наука", 1974, - 560 .
2. Куксенко В.С. // ФТТ, 2005, Т.47, В.5, С.788-792
3. Лексовский А.М., Сакиев С.Н., Шмидт В. // ФММ, 1976, Т.41, В.3, С. 637-643
4. Лексовский А.М., Баскин Б.Л., Горенберг А.Я. и др. //ФТТ, 1983, Т.25, В.4, С.1096-1103
5. Алешин В.И., Долотова Н.А., Бессонов М.И. // Сб. "Физика и механика разрушения композиционных материалов", 1986, Ленинград, ФТИ, 20-29.
6. Юдин В.Е., Лексовский А.М., // ФТТ, 2005, Т.47, В.5, С. 944-950
7. Тишкин А.П., Губанова Г.Н., Лексовский А.М. и др. // J.Mater Sci., 1994, V.29, P.632-639
8. Ржевкин В.Р., Орлов Л.Г.//Сб. "Механизмы повреждаемости и прочность гетерогенных материалов", 1985, Ленинград, ФТИ, 209-211
9. Тишкин А.П., Абдуманов А. А., Лексовский А.М // Письма в ЖТФ, 1995, Т.21, В.15, С.10-14
10. Баранникова С.А., Данилов В.И., Зуев Л.Б.// ЖТФ, 2004, Т.74, В.10, С.52-56

АКУСТИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ В СПЛАВЕ ВП-30 ПРИ ИНДЕНТИРОВАНИИ И ОДНООСНОМ РАСТЯЖЕНИИ

Черняева Е. В., Мерсон Д. Л.*, Мещеряков Д. Е.*

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург,

**Тольяттинский государственный университет, Тольятти*

lena@smel.math.spbu.ru

Введение

В настоящее время в практике неразрушающего контроля потенциально опасного оборудования метод акустической эмиссии (АЭ) находит все более широкое применение [1]. В [2, 3] была показана перспективность применения спектрального анализа сигналов АЭ для выявления охрупченного состояния (в частности, в результате проявления явления необратимой отпускной хрупкости) трубных сталей. Было показано, что предложенная в [2] для стали 35Г2 классификация сигналов АЭ по форме кривой спектральной плотности и критерий оценки состояния материала (согласно которому, материал имеет склонность к хрупкому разрушению, если более 40% от общего числа зарегистрированных составляют «двугорбые» сигналы типа Ia), пригодны и для ряда других трубных сталей [3]. Однако вопрос об их применимости для других типов сталей остался открытым.

В настоящей работе исследуется спектральный состав сигналов АЭ в промышленном сплаве ВП-30 (30ХСНВФА). Кроме того, оценивается возможность применения метода кинетического индентирования, совмещенного с методом АЭ, в качестве альтернативы методу одноосного растяжения для оценки состояния материала.

Методика экспериментов

Разрывные образцы из сплава ВП-30 (C – 0,3%; Si – 0,84%; Cr – 1,3%; Mn – 0,45%; Ni – 1,38%; V – 0,17%; W – 0,75%) с размерами рабочей части 4×8×30 мм подвергали закалке от температуры 870 °С в воду с последующим отпуском в течение 1 часа в диапазоне температур 250 – 450 °С с интервалом 50 °С.

Закаленный образец и образцы после отпуска индентировали со скоростью внедрения конического твердосплавного индентора 0,4 мм/мин с записью сигналов АЭ. В качестве силового привода в оригинальной установке для индентирования использовалась разрывная машина H50K-T (производства Tinius Olsen Ltd). На этой же машине образцы испытывали на одноосное растяжение со скоростью деформирования 1,2 мм/мин. С помощью сканирующего электронного микроскопа LEO 1455 VP проводили исследование изломов разрушенных образцов. Кроме того, с поверхности излома методом рентгеноспектрального микроанализа на блоке рентгеновского энергетического спектрометра модели INCA Energy-300 снимали карты распределения химических элементов.

Для преобразования механических сигналов АЭ в электрические использовали датчик AE-900S-WB. Регистрацию АЭ проводили в полосе частот 50–1500 кГц при полном коэффициенте усиления системы 5000. Методика обработки и сортировки сигналов АЭ на группы по форме кривой спектральной плотности подробно описана в работе [4]. Считается, что природа сигналов АЭ внутри каждой группы едина и различна для разных групп.

Одной из наиболее удобных для графического представления характеристик спектра является медианная частота [5], делящая площадь под кривой спектральной плотности в выделенной полосе частот на две равные части. Она позволяет оценить вклад

низко- и высокочастотных составляющих спектра АЭ без детального изучения формы спектра, что, в ряде случаев, может оказаться полезным для экспресс-оценки состояния материала деталей или конструкций, подверженных действию различных нагрузок. Поэтому именно медианная частота и форма кривой спектральной плотности использовались в данной работе для изучения АЭ.

Результаты и обсуждение

В [2] была предложена классификация сигналов по форме кривой спектральной плотности (рис. 1) для стали 35Г2. Для наглядности на графиках изображены только кривые математического ожидания для всех групп. В правом верхнем углу каждого спектра приведено графическое обозначение, используемое в дальнейшем тексте.

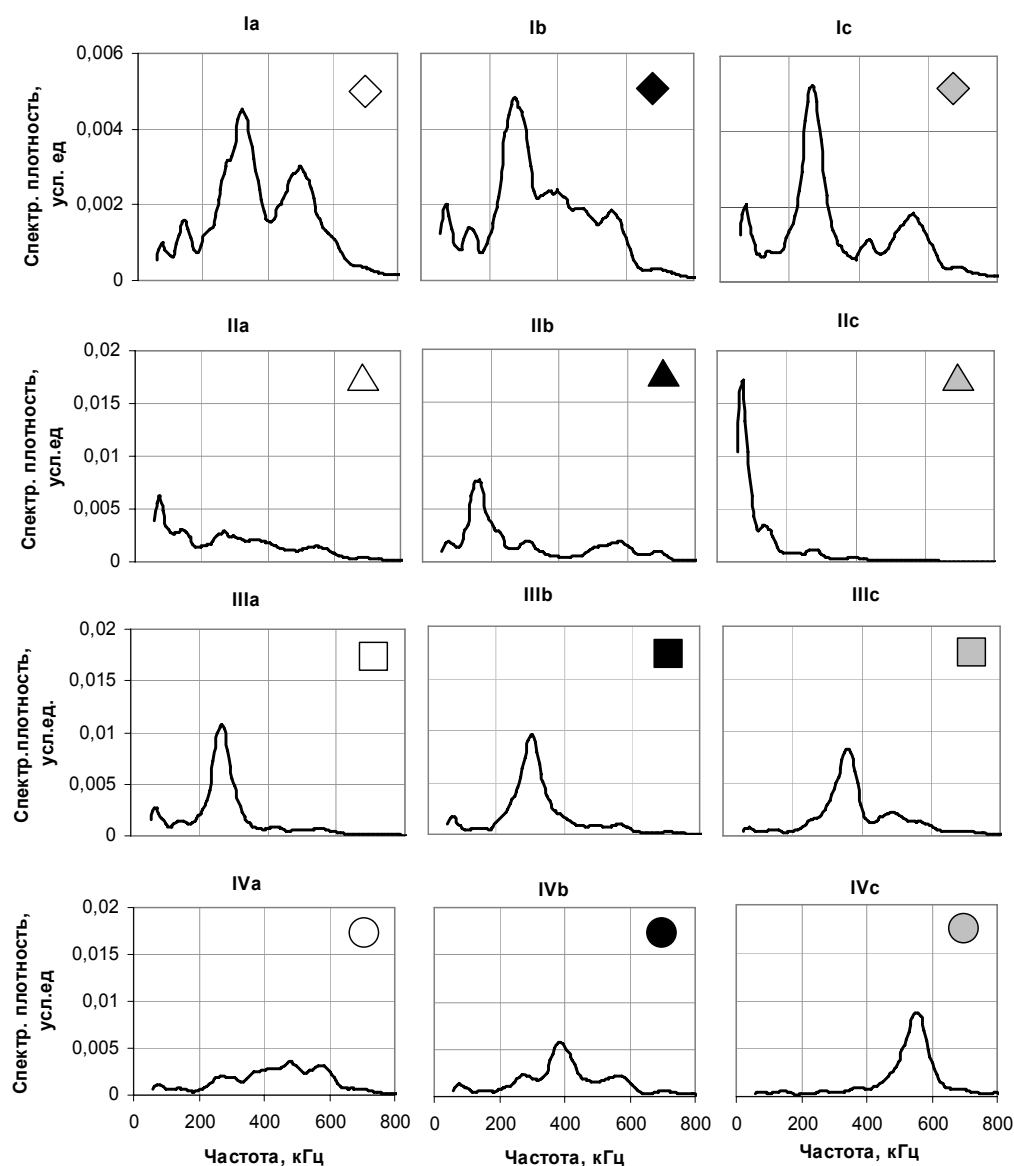


Рис.1. Основные группы сигналов АЭ в стали 35Г2 [2].

В процессе одноосного растяжения закаленного образца сплава ВП-30 было зарегистрировано около 8000 сигналов АЭ, которые были рассортированы по виду кривой спектральной плотности [4] на 9 групп (рис. 2). Сопоставление полученных данных с результатами исследования АЭ в стали 35Г2 позволило отнести все сигналы к нескольким типам, похожим на типы, приведенные на рис.1. Поэтому в дальнейшем будем использовать те же обозначения.

Спектральный состав АЭ был весьма однороден. Наиболее многочисленную (95%) группу составляли сигналы типа IIa, которые регистрировались во всем диапазоне приложенных напряжений (рис. 3). Вторую и третью по численности (примерно по 2%) группы составили сигналы, очень похожие на «двугорбые» сигналы типа I для стали 35Г2 (рис.1), характерные для охрупченного состояния этой стали. Они появлялись уже на начальной стадии нагружения, и при достаточно больших деформациях исчезали (рис.3). Т.е. поведение этих типов сигналов было таким же, как у аналогичных типов для стали 35Г2 [2] и трубных сталей, изученных в [3]. Остальные сигналы составляли менее 1% от общего числа зарегистрированных.

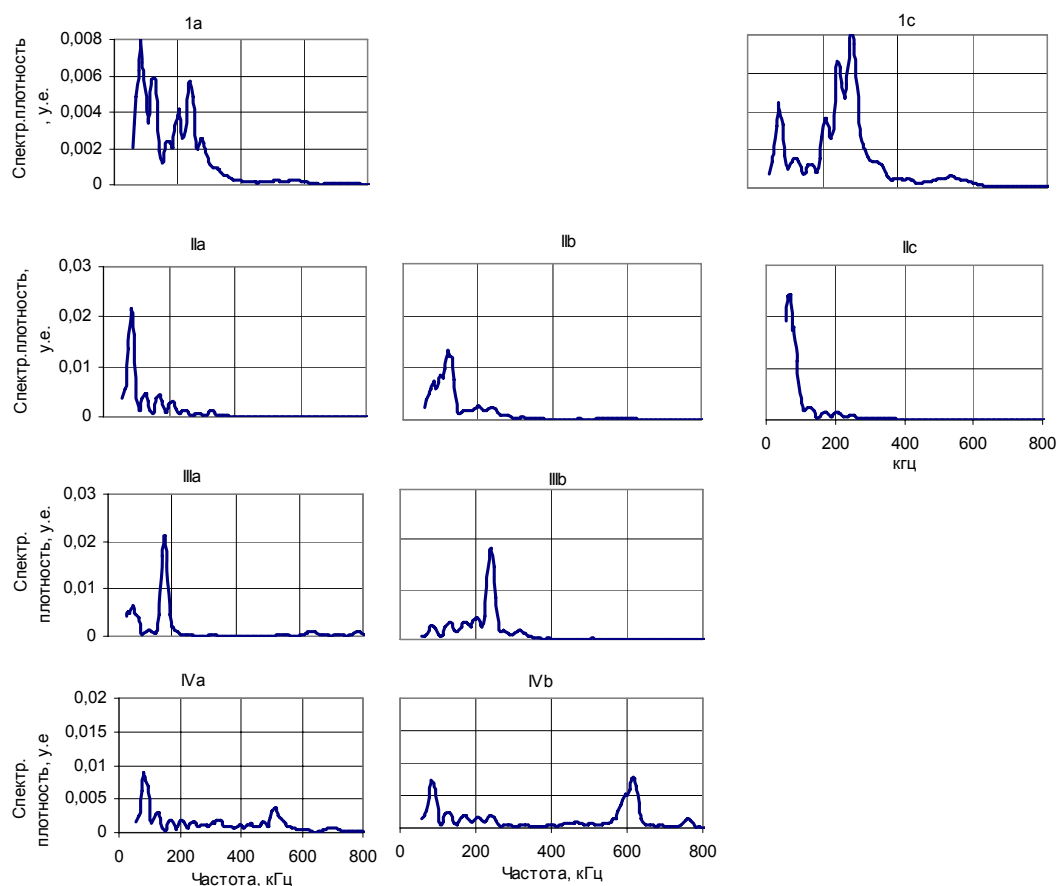


Рис.2. Основные группы сигналов АЭ, зарегистрированные при одноосном растяжении закаленного образца сплава ВП-30

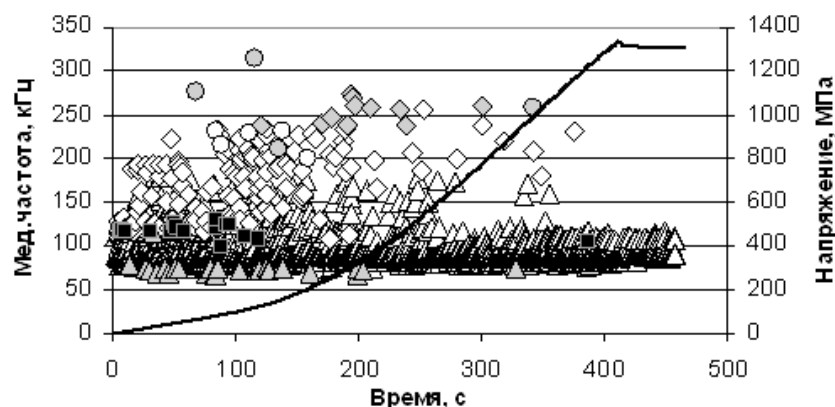


Рис. 3. Механическая диаграмма закаленного образца сплава ВП-30 и привязанные к ней по времени значения медианных частот сигналов АЭ соответствующих типов (обозначения типов сигналов как на рис.1)

С точки зрения разработанного в [2] критерия, малое количество характерных «двуторбых» сигналов свидетельствует о достаточно вязком состоянии материала после закалки.

Вторая часть работы была посвящена изучению АЭ при индентировании закаленного образца и образцов после закалки и отпуска 1 час при температурах 250, 300, 350 и 400 °С. Количество сигналов АЭ составляло от 10–40 в закаленном образце до 400–500 – в образце после отпуска 350 °С (в каждый образец производили от трех до шести уколов индентором). АЭ по спектральному составу была практически такой же, как АЭ при растяжении. До 97% составляли низкочастотные сигналы типов Па и Пс по классификации рис. 1. Количество сигналов других, более высокочастотных, типов было довольно малым, либо они полностью отсутствовали. Таким образом, идентичность спектрального состава сигналов АЭ при этих двух видах испытания позволяет надеяться на возможность использования неразрушающего метода контроля качества материала (индентирование) вместо традиционного метода одноосного растяжения, требующего остановки оборудования и изготовления образцов для испытаний.

В этом и ранее проведенных экспериментах [2, 3] для сравнения спектрограмм традиционно использовали коэффициент аппроксимации $R = 30\%$ [4]. В настоящей работе была предпринята попытка сортировки сигналов с более высоким коэффициентом $R = 85\%$, что позволило выявить дополнительно до пяти групп низкочастотных сигналов, различающихся, прежде всего, по времени их появления в процессе нагружения (рис. 4, 5).

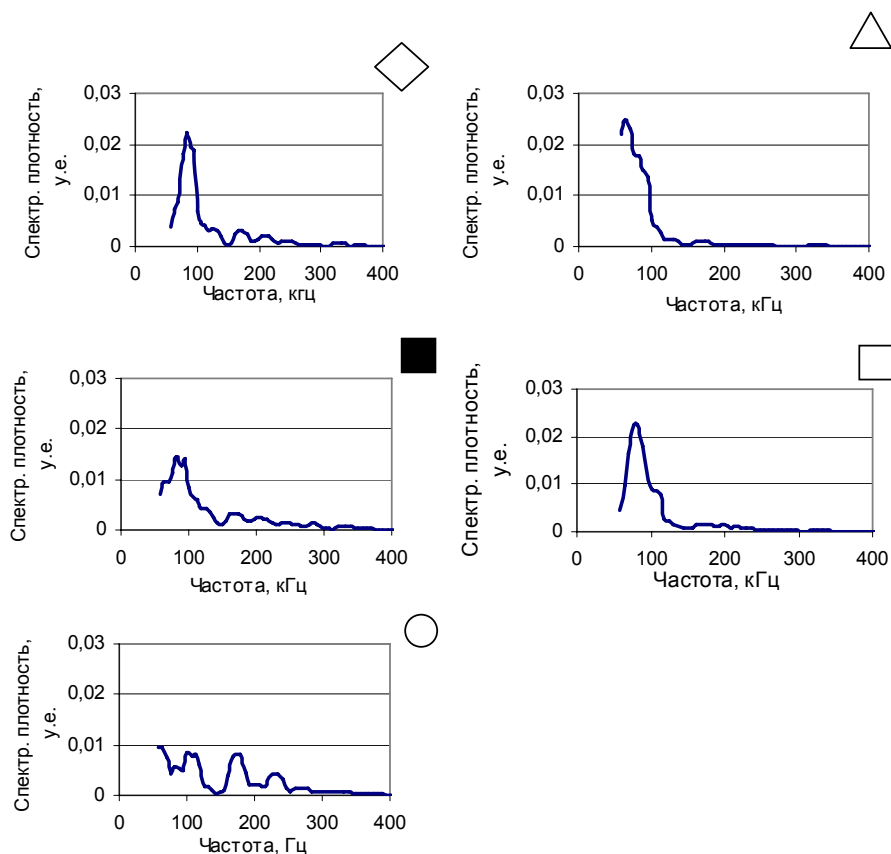


Рис. 4. Основные типы спектров для сигналов АЭ (после их сортировки с коэффициентом аппроксимации $R = 85\%$) при индентировании образцов сплава ВП-30. Условно самые низкочастотные сигналы обозначены треугольником, самые высокочастотные – кружком, сигналы промежуточной частоты – квадратом, по аналогии с ранее использованной классификацией.

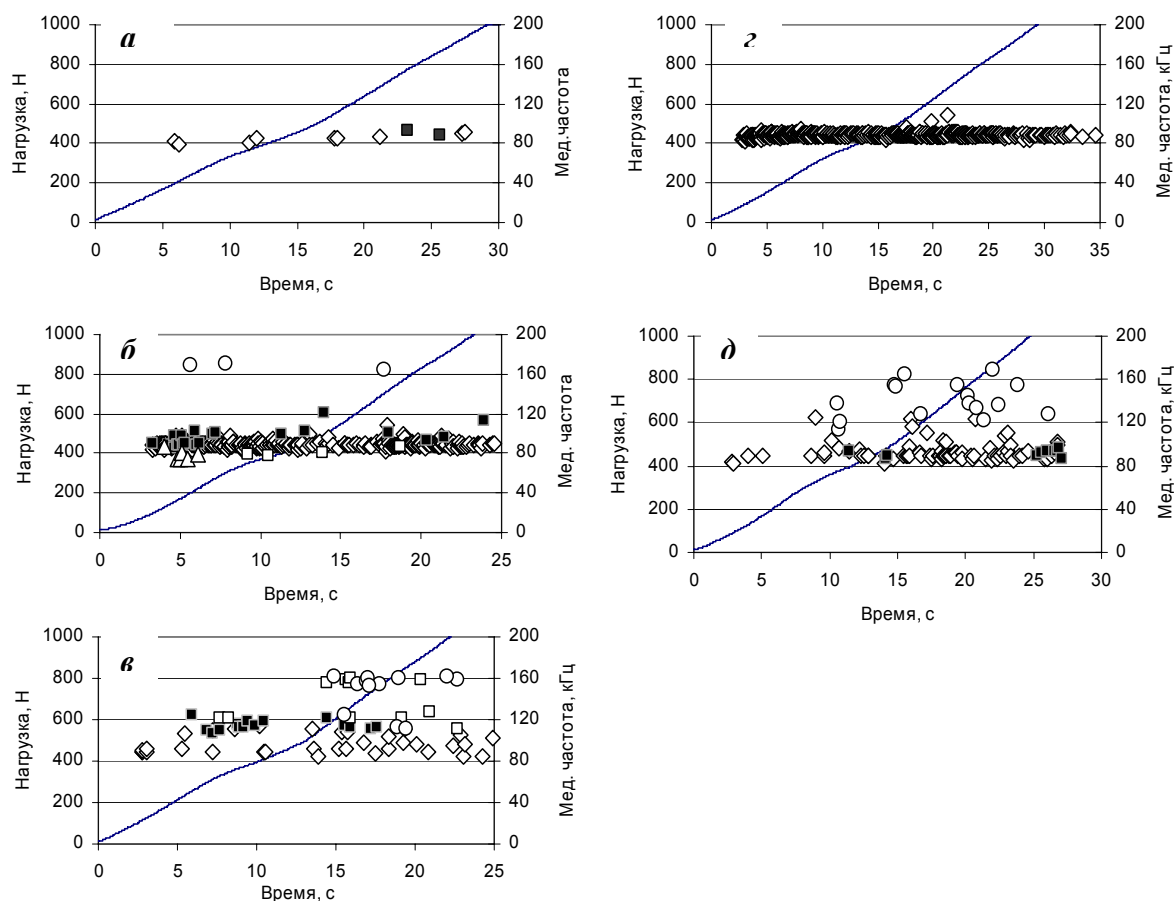


Рис. 5. Распределение сигналов АЭ при индентировании образцов сплава ВП-30 после закалки (а) и последующего отпуска при температурах 250 (б), 300 (в), 350 (г) и 450 °С (д). Обозначения как на рис.4. Диаграмма нагружения показана сплошной линией.

Из рис. 5. видно, что с изменением термообработки изменяется характер распределения сигналов разного типа во времени и в области распределения значений медианных частот. Наиболее однородны сигналы АЭ в образцах после закалки и закалки с последующим отпуском при 350 °С, однако если в закаленном образце зафиксировано сравнительно мало сигналов, то после отпуска их количество резко увеличивается, достигая максимального значения после отпуска 350 °С. При этом же отпуске зафиксирована повышенная твердость в этом материале (рис. 6).

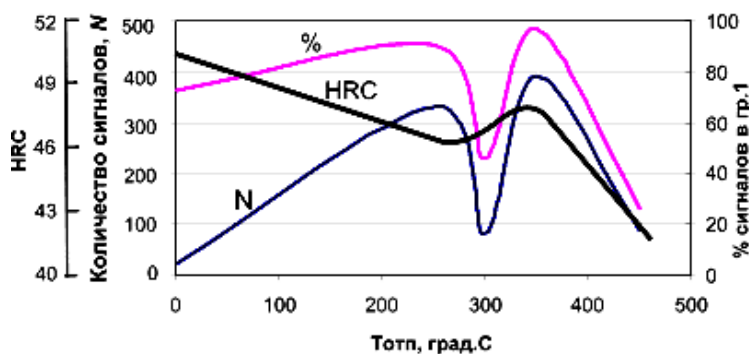


Рис. 6. Зависимость твердости (HRC), среднего (по трем уколам индентором) количества сигналов АЭ (N) и содержания (%) сигналов в наиболее представительной группе от температуры отпуска образцов сплава ВП-30.

Таким образом, по результатам изучения АЭ при-indentировании по критерию, разработанному в [2], можно говорить, что образцы после всех изученных видов термообработки находятся в достаточно вязком состоянии, поскольку характерные для охрупченного состояния сигналы АЭ во всех случаях либо отсутствуют, либо составляют ничтожно малое количество.

В [3, 7] было высказано предположение о связи сигналов типа II–IV с процессами микроразрушений структурных элементов, присутствующих в исходном материале (разрушение поверхностных оксидов, неметаллических включений и карбидов). Возможно, увеличение коэффициента корреляции при сортировке сигналов и, соответственно, деление сигналов на более мелкие группы, позволит более точно установить природу сигналов каждого вида.

АЭ при пластической деформации и разрушении основывается на структурных и металлургических факторах. Если прочность и пластичность определяются, в первую очередь, микроструктурой стали, то вязкость – чистотой стали по включениям, примесям. И АЭ должна отражать эти факты. В связи с этим, были изучены структура и фрактографии изломов разрушенных образцов и сняты карты распределения химических элементов на изломах. Структура после закалки представляла собой сорбит, феррит и структурно-свободный цементит, после отпуска – смесь сорбита и бейнита. Характерные фрактографии изломов образцов для температур отпуска 300, 350, 400 и 450 °С приведены на рис.7.

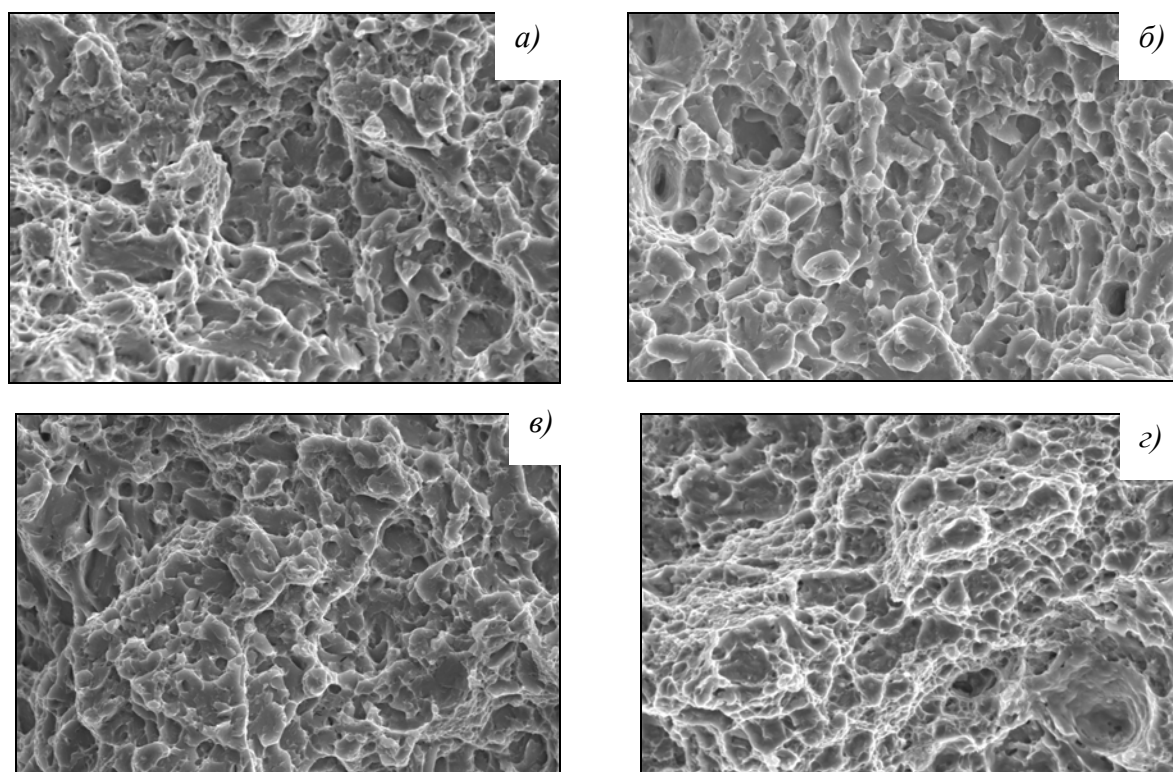


Рис. 7. Фрактографии изломов образцов для различных температур отпуска: 300 (а), 350 (б), 400 (в) и 450 °С (г)

Для всех температур отпуска разрушение носит вязкий характер, хотя, тем не менее, наиболее вязкий вид излома (характерные глубокие ямки) наблюдается при температурах отпуска 300 (а) и 450 °С (г), а наименее вязкий – для температуры 350 °С (ямки более мелкие, а их края более округлые, рис. 7,б).

При снятии карт распределения химических элементов анализируемая площадь была одинакова и составляла примерно 20×15 мкм. При этом заметной разницы распределения элементов (серы, марганца, хрома) на изломах в исследуемом диапазоне температур отпуска не наблюдалось.

Таким образом, структурные и фрактографические исследования подтвердили оценку состояния материала, сделанную на основании спектрального анализа сигналов АЭ.

Выводы

Комплекс исследований, проведенный на образцах промышленного сплава ВП-30, позволяет сделать следующие выводы:

– Разработанная в [2] для стали 35Г2 классификация сигналов АЭ по форме кривой спектральной плотности и критерий оценки состояния металла на основе спектрального анализа АЭ могут быть использованы не только для трубных сталей [3], но и для сталей с существенно отличающимися свойствами (ВП-30).

– С ростом твердости образцов стали повышается однородность регистрируемых сигналов АЭ.

– Отпуск после закалки приводит к увеличению количества регистрируемых сигналов АЭ.

– Спектральный состав сигналов АЭ при индентировании и одноосном растяжении идентичных образцов качественно одинаков, что позволяет говорить о высокой перспективности нового эффективного метода неразрушающего контроля состояния материала на основе совмещения методов кинетического индентирования и акустической эмиссии.

Авторы выражают искреннюю благодарность И.С. Ясникову за выполнение структурных и фрактографических исследований.

Список литературы

1. Правила организации и проведения акустико-эмиссионного контроля сосудов, аппаратов, котлов и технологических трубопроводов. РД 03-131-97. Госгортехнадзор России. 1997 г.
2. Мерсон Д.Л., Черняева Е.В. Спектральные характеристики акустической эмиссии трубной стали в зависимости от температуры отпуска. // Деформация и разрушение материалов, 2005. № 5. С. 24-27.
3. Д.Л. Мерсон, Е. В. Черняева. Применение метода акустической эмиссии для оценки механических свойств трубных сталей. - МиТОМ.- 2007.- №.5. – С.60-64
4. Д.Л.Мерсон, А.А.Разуваев, А.Ю.Виноградов. Применение методики анализа спектральных образов сигналов акустической эмиссии для исследования повреждаемости покрытий TiN на стальной подложке. // Дефектоскопия, 2002. № 7. С. 37-46.)
5. Муравин Г.Б., Симкин Я.В., Мерман А.И. Идентификация механизмов разрушения материалов методами спектрального анализа сигналов акустической эмиссии // Дефектоскопия, 1989. № 4. С. 8-15
6. В.В. Шип, Г.Б. Муравин, В.Ф. Чабуркин. Вопросы применения метода акустической эмиссии при диагностике сварных трубопроводов // Дефектоскопия.- 1993. - № 8. - С. 17-23.

АКУСТИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ ПРИ КАТОДНОМ НАВОДОРОЖИВАНИИ МАЛОУГЛЕРОДИСТЫХ СТАЛЕЙ

Бурнышев И. Н., Абрамов К. А., Валиахметова О. М.

Институт прикладной механики УрО РАН, Ижевск, Россия

inburn@udman.ru

Акустическая эмиссия (испускание материалом акустических волн) может возникать в результате различных физико-механических процессов: структурные и фазовые превращения в материале, гидродинамические и аэродинамические явления, трения поверхностей твердых тел и др. [1]. Метод акустической эмиссии (АЭ) широко используется при исследовании материалов и конструкций, в частности, подвергнутых различным физико-механическим воздействиям. Этот метод позволяет обнаруживать и регистрировать развивающиеся дефекты (чувствительность метода позволяет выявлять приращения трещины на 0,025 мм); также он имеет значительно меньше ограничений, связанных со структурой и физико-механическими свойствами материалов, чем другие методы неразрушающего контроля. Ввиду широкого применения и простоты метода АЭ интересно будет рассмотреть его применение для контроля наводороживания материалов.

В настоящей работе исследовали изменения параметров акустической эмиссии в малоуглеродистых сталях при различных условиях электролитического наводороживания.

Для регистрации акустической эмиссии при наводороживании использовали акустико-эмиссионный прибор АФ-15. Рабочий диапазон частот выбирали от 20 до 1000 кГц. В качестве датчика использовался пьезоэлектрический преобразователь ПЭП 113 с диапазоном частот 200 – 2000 кГц.

В качестве информативного параметра рассматривали скорость счета АЭ за 30 секунд. АЭ исследовали на плоских отожженных и закаленных образцах из малоуглеродистой стали с размерами 0,5×20×120 мм и 0,5×20×90 мм, соответственно. Наводороживание проводили в растворах серной кислоты с добавлением 1,5 г/л тиомочевины – стимулятора наводороживания.

На рис. 1 и 2 приведены типичные экспериментальные кривые зависимости скорости счета $\dot{N}$ и суммарного счета от времени наводороживания, полученные в 1,0-нормальном растворе серной кислоты при плотности катодного тока 10 мА/см² и уровне дискриминации 8 dB. Видно, что даже для образцов с одинаковой термической обработкой $\dot{N}$ имеет существенный разброс, но, как правило, величина скорости счета у отожженных образцов была ниже, чем у закаленных. При многократном наводороживании $\dot{N}$ закаленных образцов будет лежать в области между кривыми 1 и 2, а отожженных – между кривыми 3 и 4. На кривой зависимости интенсивности АЭ от времени наводороживания можно выделить три области. В начальный момент наводороживания $\dot{N}$ растет, затем выходит в режим насыщения и после 8-часовой выдержки уменьшается.

Эти закономерности справедливы как для закаленных, так и для отожженных образцов. Однако для отожженных образцов режим насыщения наступает раньше. Суммарный счет имеет практически линейную зависимость, начиная со 100 минут наводороживания для отожженного образца и со 180 – для закаленного образца. Величина суммарного счета у закаленных образцов оказывается выше, чем у отожженных. По-

видимому, это связано с особенностями напряженно-деформированного состояния и меньшей степенью затухания акустических импульсов в металле после заковки.

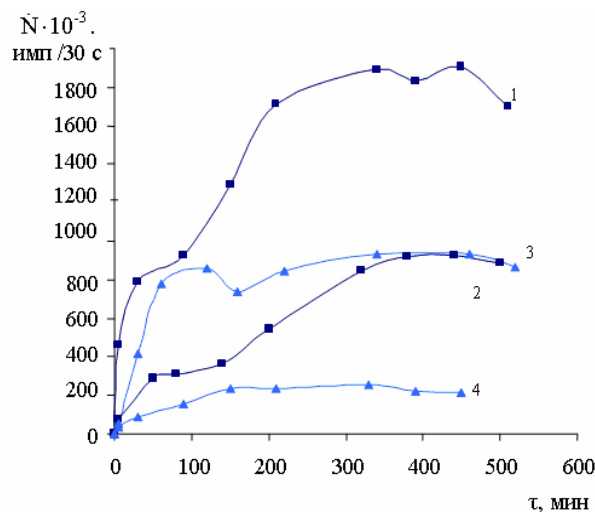


Рис. 1. Зависимость скорости счета от времени наводороживания закаленных (1, 2) и отожженных (3, 4) образцов

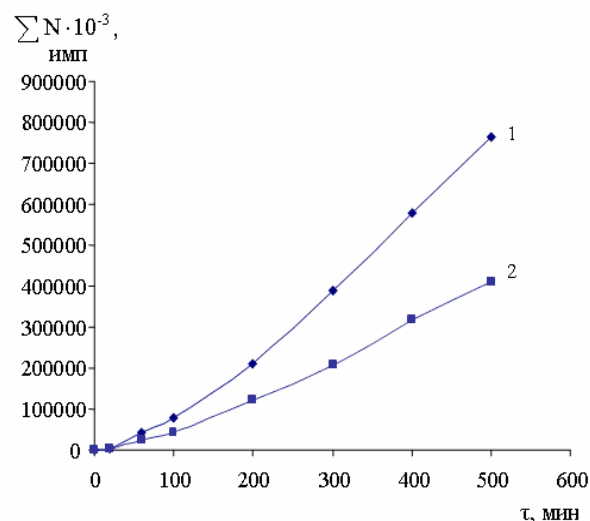


Рис. 2. Зависимость суммарного счета от времени наводороживания закаленного (1) и отожженного (2) образцов

При разных уровнях дискриминации сигналов АЭ скорость счета при электролитическом наводороживании качественно мало изменяется (рис. 3). Было отмечено, что при больших уровнях дискриминации сигнала (16, 20 dB), когда $\dot{N}$ не превышала 1000 имп/30 сек, наблюдается большой разброс значений в пределах времени измерения. Для уровней дискриминации 6, 8, 10, 12 dB разброс в значениях, как правило, был невелик, и параметры суммарного счета хорошо поддавались усреднению.

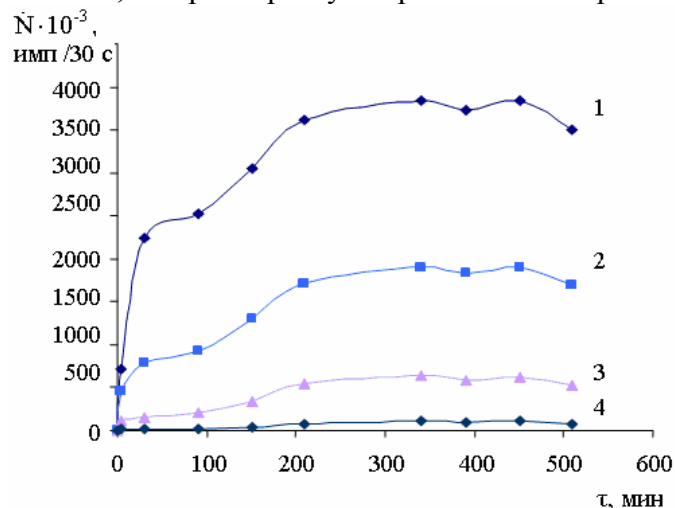


Рис. 3. Скорость счета АЭ при наводороживании закаленного образца при плотности катодного тока 10 мА/см² и уровнях дискриминации: 1 – 6 dB; 2 – 8 dB; 3 – 10 dB; 4 – 12 dB.

Спад скорости счета $\dot{N}$ происходит намного медленнее, чем его рост (рис. 4). Зависимость скорости счета АЭ от площади поверхности образца, погруженного в электролит, близка к линейной. Выполнены исследования по влиянию объема электролита и концентрации раствора серной кислоты на величину интенсивности АЭ. Установлено, что с увеличением объема электролита возрастает $\dot{N}$. Повышение концентрации раствора серной кислоты также приводит к увеличению интенсивности АЭ (рис. 5).

При выключении катодного тока после наводороживания суммарный счет резко падает, но затем в течение 20–50 минут возрастает, после чего снижается до уровня, соответствующего наводороживанию в бестоковом режиме.

Частотный режим возникающих акустических импульсов определяли варьированием характеристик фильтров низких и высоких частот. Наибольшая интенсивность акустических сигналов наблюдалась в диапазоне частот 200–500 кГц.

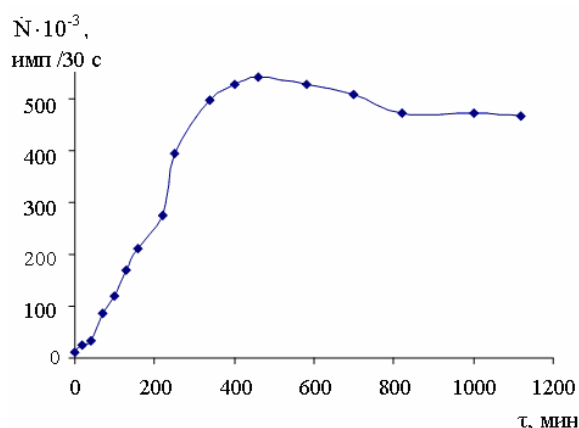


Рис. 4. Зависимость скорости счета от времени наводороживания образца после закалки и низкого отпуска (плотность катодного тока 2 мА/см², дискриминация 10 dB).

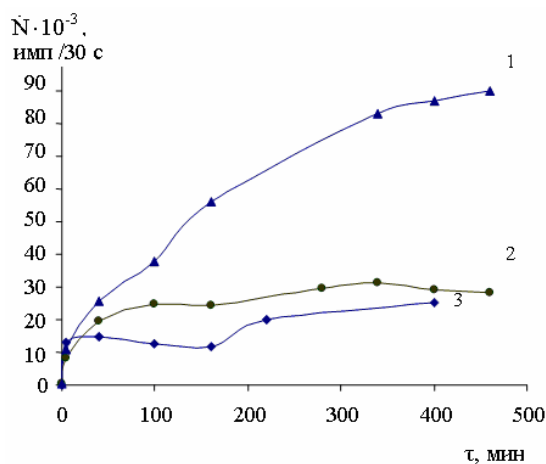


Рис. 5. Скорость счета АЭ отожженного образца при разных концентрациях H₂SO₄: 1 – 0,5н H₂SO₄; 2 – 0,1н H₂SO₄; 3 – 0,01н H₂SO₄; (плотность катодного тока 10 мА/см², дискриминация 8 dB).

На поверхности наводороженных стальных образцов с отожженной структурой, как правило, имелись многочисленные дефекты типа вздутий размерами менее 1 мм. Наводороженная поверхность закаленных стальных образцов таких вздутий не имела, но были отмечены немногочисленные поверхностные ровные, короткие, прямые и полукруглые трещины. Металлографическим анализом наводороженных отожженных образцов выявлены крупные трещины, распространяющиеся от неметаллических включений до поверхности образца по границам зерен. Вероятно, диффузионно подвижный водород локализуется на границах раздела матрица–неметаллическое включение, где и молизуется. Внутреннее давление водорода в этих местах приводит к возникновению микрорасслоений – трещин, которые являются источником АЭ.

Поведение суммарного счета АЭ $\dot{N}$ в процессе электролитического наводороживания имеет некоторое сходство с поведением $\dot{N}$ при микропластической деформации сталей [1]. Такое сходство, по-видимому, не случайно, т.к. при наводороживании многими авторами отмечался дилатационный эффект металлов, который зависел от количества поглощенного металлом водорода [2]. При наступлении насыщения металла водородом, прекращалась и деформация. Можно сказать, что при электролитическом наводороживании образуется большое число коллекторов в поверхностном слое, заполненных молекулярным водородом с огромным давлением внутри. Это приводит к большим внутренним напряжениям в образце и его деформации.

Следует заметить, что при интерпретации результатов по АЭ необходимо учитывать то, что акустическая эмиссия является многофакторным свойством. В данном случае на ее параметры также влияют выделение пузырьков и их схлопывание. Установление степени их влияния на поведение $\dot{N}$ требуют дальнейшего изучения.

Список литературы

1. Семашко Н. А., Шпорт В. И., Марьин Б. Н. Акустическая эмиссия в экспериментальном материаловедении. М: Машиностроение, 2002.
2. Белоглазов С. М. Наводороживание стали при электрохимических процессах. С-Петербург: Издательство СПб Университета. 1975. - С. 36 – 42.

УДК 539.219.3:669.788

ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВОДОРОДА И ЗАТУХАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В МЕТАЛЛАХ

Васильев Л. С., Бурнышев И. Н.*, Лыс В. Ф.*

Физико-технический институт УрО РАН, Ижевск,

** Институт прикладной механики УрО РАН, Ижевск*

inburn@udman.ru

Введение

Особенности поведения водорода в металлах при механических воздействиях давно привлекают внимание исследователей [1–5]. Считается, что при растворении водород ионизируется и, после экранирования свободными электронами металла, образует псевдоатомы, занимающие решеточные междоузлия. Ряд авторов полагает [2], что в ОЦК металлах водород занимает только тетраэдрические междоузлия. Однако существуют экспериментальные данные по релаксации Снука и растворимости водорода в железе [1–3], которые позволяют утверждать, что водородные псевдоатомы могут, в той или иной степени, занимать и октаэдрические междоузлия. В обоих случаях водород обладает очень высокой подвижностью и может легко перераспределяться при определенных воздействиях.

При воздействии на металл механических напряжений атомы водорода могут достаточно легко перемещаться по решетке, создавая в разных участках металла локальные сгущения примеси. В совокупности с имеющейся дефектной структурой такое поведение водорода может создавать существенные флуктуации физико-механических и химических характеристик металлов, приводя к определенной потере ими своих механических, антикоррозионных и других свойств. На важную роль высокой подвижности водорода указывают многочисленные эффекты водородной хрупкости металлов [1–5].

Другой важный эффект, являющийся следствием высокой диффузионной подвижности водорода, проявляется в демпфирующей способности наводороженных металлов при распространении акустических сигналов. Это обстоятельство следует учитывать при исследовании прочностных свойств металлических образцов, содержащих растворенный водород, методами акустической эмиссии (АЭ).

При пластическом деформировании или разрушении металла всегда возникает определенный акустический сигнал, по интенсивности и форме которого можно судить об особенностях поведения материала под нагрузкой. Если же в металле присутствует водород, сигналы АЭ могут затухать, при этом будет искажаться форма сигнала. Таким образом, для правильной оценки сигнала АЭ необходимо знать, какую роль играет водород в его демпфировании.

Целью работы является изучение возможных механизмов поглощения акустических сигналов металлами за счет перераспределения водородной примеси по объему материала.

Водородная релаксация в поле однородных сдвиговых напряжений

Считается, что только неоднородные механические напряжения могут приводить к перемещению примеси в направлении уменьшения ее химического потенциала [1–7]. Однако детальное микроскопическое рассмотрение механизма диффузионно-вязкого течения конденсированных сред [8–9] показывает, что даже однородные чисто сдвиговые напряжения способны возбуждать диффузионные потоки собственных и примес-

ных атомов. Используя формулу Эйнштейна для подвижности примесного атома [8], легко получить, что диффузионный поток в примеси в поле сдвигового напряжения σ прямо пропорционален приложенному напряжению

$$J_{\sigma} = n \frac{DS_H}{kT} \sigma. \quad (1)$$

Здесь k – постоянная Больцмана; D – коэффициент диффузии примеси; T – абсолютная температура; n – число атомов примеси в единице объема; S_H – площадь, занимаемая атомами примеси.

Если дополнительно существует градиент концентраций примеси, то полный диффузионный поток может быть представлен формулой

$$I = -D \cdot \text{grad } n + J_{\sigma}. \quad (2)$$

Таким образом, если к однородному образцу конечных размеров приложить однородное сдвиговое поле механических напряжений, в нем возникает диффузионный примесный поток, который приводит к перераспределению примеси в объеме образца.

Однако этот процесс не может продолжаться неограниченно долго, поскольку в теле возникает градиент концентраций примеси, который вызовет диффузионное движение в обратном направлении. В итоге возникает новое равновесное состояние механически напряженного тела, характеризуемое неоднородным распределением примеси по объему материала.

Если же к образцу приложить сдвиговое напряжение, переменное во времени, то в материале возникнут нестационарные диффузионные потоки, на поддержание которых необходим подвод энергии. Отсюда следует, что любая поперечная акустическая волна, распространяясь в материале с примесями водорода, будет затухать, расходуя свою энергию на возбуждение нестационарных диффузионных потоков.

Оценим характеристики затухания волны. Из формулы (1) следует, что работа волны по перемещению примесного атома за один период колебания равна

$$\Delta A = \frac{DS_H^2}{kT} \int_0^{v-1} \sigma^2(t) dt. \quad (3)$$

Здесь v – частота колебаний в акустической волне

$$\sigma(t) = \sigma_0 \sin(2\pi vt). \quad (4)$$

После интегрирования получим

$$\Delta A = \frac{DS_H^2 \sigma_0^2}{kTv}. \quad (5)$$

За один период волна пройдет путь, равный длине волны λ , и совершит работу по перемещению N атомов примеси

$$N = nS\lambda, \quad (6)$$

где S – площадь поперечного сечения образца. В результате полная потеря энергии в волне на длине распространения λ равна

$$\Delta E = nS \frac{DS_H^2 \sigma_0^2 v}{kTv^2}. \quad (7)$$

Здесь

$$v = \lambda v, \quad (8)$$

v – скорость распространения акустической волны.

Выражение (7) можно привести к более удобному виду, исключая величину n . В итоге получили

$$\Delta E = S \frac{DS_H^2 \sigma_0^2 v}{\Omega_a kTv^2} C. \quad (9)$$

Здесь C – атомная концентрация примеси водорода, Ω_a – объем атома металла в решетке.

Используя (9), можно получить формулу, определяющую добротность Q среды с примесью атомов водорода

$$Q^{-1} = \frac{2DR_H^4\mu\nu C}{R_a^3kTv^2}, \quad (10)$$

где R_a и R_H – радиусы атомов металла и водорода, соответственно.

Полагая в (10) $T \approx 300$ К; $R_H \approx 0,28 \cdot 10^{-10}$ м, $R_a \approx 1,4 \cdot 10^{-10}$ м, $D \approx 10^{-11}$ м²с⁻¹, $\mu = 8 \cdot 10^{10}$ Па, $\nu \approx 3 \cdot 10^3$ м·с, $kT \approx 4 \cdot 10^{-21}$ Дж, $\nu \approx 10^5$ с⁻¹ и $C \approx 10^{-5}$, получим $Q \approx 1,7 \cdot 10^4$. Это значение хорошо согласуется с результатом, полученным экспериментальными методами исследования затухания ультразвука в сталях после электролитического наводороживания.

Отметим в дополнение, что по такому же механизму могут затухать и плоские продольные акустические волны, поскольку они всегда возбуждают в среде сдвиговые напряжения, ориентированные под углом $\pi/4$ к направлению распространения.

Кинетика водородной релаксации Снука

Если в ОЦК металле все или некоторая часть атомов водорода занимают октаэдрические позиции, то при распространении продольных волн возможен дополнительный канал затухания, связанный с релаксацией Снука. В этом случае некоторые из октаэдрических позиций в кристалле становятся менее выгодными, и поэтому атомы примеси под действием акустической волны перераспределяются так, чтобы полная энергия системы оказалась минимальной. В результате таких перемещений волна совершает дополнительную работу, и возникает дополнительное затухание.

Рассмотрим кинетику перераспределения атомов водорода по октаэдрическим междоузлиям в решетке металла.

Пусть в междоузлиях с повышенной энергией примесного атома содержится n_1 атомов примеси, а в других междоузлиях – n_2 .

Поскольку уменьшение количества атомов n_1 энергетически выгодно, начнется переход примеси в междоузлия второго типа. Механизм этого перехода, очевидно, является диффузионным.

Кинетическое уравнение этого процесса можно получить следующим образом. Из кристаллогеометрии ОЦК решетки следует, что междоузлия обоих типов располагаются, чередуясь в пересекающихся системах параллельных плоскостей. Рассматривая диффузионный баланс атомов примеси для трех соседних параллельных плоскостей, содержащих междоузлия разных типов, получим

$$\frac{\partial \Delta n_1}{\partial t} = -\frac{\Delta n_1}{3\tau} \left(2 + \frac{\Delta v}{kT} \right) - \frac{N}{6\tau} \frac{\Delta v}{kT}. \quad (11)$$

Здесь

$$N = n_1 + n_2, \quad (12)$$

где N – полное число атомов примеси,

$$\tau = \frac{\Delta^2}{6D}, \quad (13)$$

τ – время диффузионного перескока атома примеси из одного междоузлия в другое, Δ – длина диффузионного перескока,

$$\Delta n_1 = n_1 - \frac{N}{2}, \quad (14)$$

$$\Delta v = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)\sigma a^3. \quad \text{!!!} \quad (15)$$

В выражении (15) величины ε_1 и ε_2 равны линейным коэффициентам концентрационного растяжения октаэдрической поры, а

$$\sigma = \sigma_{11} \sin \omega t, \quad (16)$$

при этом ось x_1 выбирается по оси симметрии 4-го порядка октаэдрического междоузлия.

Интегрируя уравнение (11) при начальном условии

$$\Delta n_1(t=0) = 0, \quad (17)$$

получим

$$\Delta n_1(t) = -\frac{N\sigma_{11}(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)a^3}{6(\omega^2\tau^2 + 1)kT} \left\{ \partial n \omega t - \omega \tau \cos \omega t + \omega \tau e^{-t/\tau} \right\}. \quad (18)$$

Используя (18), находим добротность

$$Q^{-1} = \frac{\mu(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2 a^3 C v}{3\pi k T \omega (\omega^2 \tau^2 + 1)} \left\{ \frac{\pi}{\omega} + \frac{\omega \tau^2}{\omega^2 \tau^2 + 1} (1 - e^{-2\pi/\omega\tau}) \right\}. \quad (19)$$

При комнатных и более высоких температурах оценка затухания, даваемая формулой (19), на несколько порядков ниже оценки, полученной по формуле (10). Однако при достаточно низких температурах ($T < 100\text{K}$) вклад от затухания Снука может оказаться сравнимым и даже превышающим затухание для чисто поперечных акустических волн.

Выводы

1. При $T \geq 100\text{K}$ основным каналом затухания акустических волн в водородсодержащих металлах является поглощение энергии волны возбуждаемыми ею диффузионными потоками примеси. Этот механизм поглощения одинаково эффективен для продольных и поперечных акустических волн.
2. При температурах $T < 100\text{K}$ затухание продольных акустических волн может усиливаться дополнительно вследствие повышения эффективности релаксации Снука.

Список литературы

1. П.В. Гельд, Р.А. Рябов, Е.С. Кодес. Водород и несовершенства структуры металлов. М.: Металлургия. – 1979. – 221 с.
2. Метод внутреннего трения в металловедческих исследованиях / Под ред. М.С. Блантера, Ю.В. Пигузова. М.: Металлургия. – 1991. – 248 с.
3. М.А. Криштал, С.А. Головин. Внутреннее трение и структура металлов. М.: Металлургия. – 1976. – 376 с.
4. В.И. Шаповалов. Влияние водорода на структуру и свойства железоуглеродистых сплавов. М.: Металлургия. – 1982. – 232 с.
5. Б.А. Колачев. Водородная хрупкость металлов. М.: Металлургия. – 1985. – 216 с.
6. С.З. Бокштейн. Строение и свойства металлических сплавов. М.: Металлургия. – 1971. – 495 с.
7. А.М. Косевич. Основы механики кристаллической решетки. М.: Наука. – 1972. – 277 с.
8. Я.И. Френкель. Кинетическая теория жидкости. Ан СССР. М.-Л. – 1959. – 458 с.
9. И.М. Лифшиц. Физика реальных кристаллов и неупорядоченных систем. М.: Наука. – 1987. – 552 с.

УДК 539.2

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ В ИССЛЕДОВАНИИ ПОВЕДЕНИЯ ВОДОРОДА В ОЦК РЕШЕТКЕ ЖЕЛЕЗА

Бесогонов В. В., Бурнышев И. Н., Нагорных И. Л.

*Институт прикладной механики УрО РАН, Ижевск,
inburn@udman.ru*

Рассматривается один из аспектов моделирования систем железо-водород методом классической молекулярной динамики: проблема выбора потенциалов межатомного взаимодействия. В работе получены функции расчета потенциальной энергии в рамках метода погруженного атома для системы $\text{Fe}^{\text{ОЦК}}\text{-H}$.

Введение

Метод молекулярной динамики в настоящее время имеет большое распространение в различных областях науки, а особенно, в материаловедении, поскольку позволяет исследовать системы материалов на атомарном уровне и кардинально отличается от традиционных натуральных экспериментов. Однако сложный характер взаимодействия атомов, а также различные упрощения, применяемые для ускорения расчётов, часто вызывают дискуссии в кругу исследователей.

Классические методы молекулярной динамики, основанные на решении классических уравнений движения атомов, требуют знания потенциалов межатомного взаимодействия. Потенциалы, учитывающие только парное взаимодействие между атомами, активно использовались в 60-е годы и оказались успешными при описании, например, упругих свойств кристаллов и поведения примесей инертных газов в металле, но оказались непригодными к моделированию систем металл–химически активная примесь, в частности, железо–водород. Исследования, посвящённые поведению водорода в матрице железа, актуальны по нескольким причинам. Во-первых, флокенное охрупчивание сталей является известной проблемой материаловедения, поскольку разрушения сталей, вызванные малой растворимостью водорода в железе, непредсказуемы. Во-вторых, развитие водородной энергетики требует разработки новых материалов, пригодных для хранения водорода, что является большой проблемой из-за низкой температуры сжижения и высокой летучести молекул H_2 при нормальных условиях.

Исследование поведения систем металл–водород методом молекулярной динамики началось после появления таких подходов к описанию взаимодействия атомов химически активных элементов с атомами металлической матрицы, как теория эффективного среднего [1], теория квазиатома [2], метод погруженного атома [3], метод Финнис–Синклера [4] и т.д., использующих в выражениях энергии, помимо парных частей, многочастичные слагаемые. Особенность (отличие) взаимодействия атомов водорода с атомами металла, в отличие от взаимодействий типа инертная примесь–металл, заключается в значительной доле энергии ковалентной связи в общей энергии. Для учёта этого в выражение для энергии вводят многочастичную часть, зависящую от электронной плотности.

Одним из наиболее популярных подходов (приближений) для описания взаимодействий химической примеси с металлической матрицей в настоящее время является метод погруженного атома (embedded-atom method - EAM).

Теория

Вывод ЕАМ из теории функционала электронной плотности приведён в [5]. Суть формализма состоит в том, что каждый атом системы представляется как примесь, погруженная в ансамбль, состоящий из всех оставшихся атомов. Энергия, необходимая для погружения, определяется через электронную плотность. Полная энергия системы в этом случае запишется как:

$$E = \sum_i F_i \left[\sum_{j(\neq i)} \rho_j^a(R_{ij}) \right] + \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j \\ (i \neq j)}} \phi_{ij}(R_{ij}),$$

где $\frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j \\ (i \neq j)}} \phi_{ij}(R_{ij})$ – парная часть – энергия электростатического взаимодействия; кинетическая, обменная и корреляционная энергии представлены в виде функции погружения:

$\sum_i F_i \left[\sum_{j(\neq i)} \rho_j^a(R_{ij}) \right]$, зависящей от суммарной электронной плотности $\sum_{j(\neq i)} \rho_j^a(R_{ij})$ в точке погружения.

Одно из приближений ЕАМ-подхода состоит в представлении электронной плотности в точке как суперпозиции плотностей всех атомов в пределах радиуса обрезания. Такой подход считается оправданным в случае $3d$ переходных металлов [5]. В ЕАМ подходе взаимодействие является сферически симметричным, то есть функции парного потенциала и электронной плотности не зависят от выбора направления, а их аргументом является только расстояние. Однако существует МЕАМ-подход (modified ЕАМ) [6], в котором учитывается несимметричность атомной электронной плотности.

Для создания модели сплава или какой-либо другой бинарной системы необходимо определить для всех составляющих функции электронных плотностей, в качестве которых могут быть взяты функции для чистых компонентов. При этом часто возникает проблема, связанная с нормированием. (Считается, что электронная плотность может быть нормирована на любое значение, если при этом функция погружения соответствующим образом модифицирована). Используют нормировку для чистых компонентов таким образом, чтобы электронная плотность в узлах кристаллической решётки равнялась 1 (в некоторых случаях 0,34). В моделях, состоящих из нескольких компонентов, необходимо избавляться от нормировочных множителей функций плотности.

Функции погружения могут быть также выбраны для соответствующих чистых компонентов. Парное электростатическое взаимодействие должно быть определено для каждого типа пар сортов атомов, составляющих систему.

В ЕАМ подходе часто используют так называемое эффективное парное преобразование:

$$F^{eff}(\rho) = F(\rho) - \rho F'(\rho_0)$$

$$V^{eff}(r) = V(r) + 2\rho(r)F'(\rho_0),$$

которое выполняется для удобства в дальнейшей работе, поскольку приводит к тому, что первая производная функции погружения при правильном распределении электронной плотности становится равной нулю, что упрощает некоторые аналитические расчёты. Правомерность такого подхода показана, например в [7]. Считается, для определённости, что в случае, если один из компонентов составной системы представлен в эффективном парном приближении, то для остальных также должно быть выполнено соответствующее преобразование.

Практическая часть

Ниже сказанное относится к низкотемпературной модификации железа – α -Fe. Потенциалы для системы Fe–H приведены в [8]. Однако, как выяснилось в ходе проведенных исследований, функции [8] не пригодны для моделирования вообще. Вероятная причина – опечатки в указанной работе.

Для определения функций потенциальной энергии, необходимых для моделирования системы железо-водород, за основу взята методика, представленная в [8], с некоторыми изменениями. В качестве подгоночных характеристик взяты следующие: теплота растворения и характерное изменение объёма при растворении одного атома водорода. Потенциальные ЕАМ функции для чистого железа взяты из [9]. Функция атомной

$$\text{электронной плотности: } \Phi(x) = \begin{cases} \frac{\exp(-\beta x)}{x}, & x \leq x_1, \\ (x - x_2)^3 (h_0 + h_1 x + h_2 x^2), & x_1 < x \leq x_2, \text{ преобразована сле-} \\ 0, & x > x_2. \end{cases}$$

$$\text{дующим образом: } \Phi(x) = \begin{cases} 14.26047 * \frac{\exp(-\beta x)}{x}, & x \leq x_1, \\ (x - x_2)^3 (h_0 + h_1 x + h_2 x^2), & x_1 < x \leq x_2, \text{ поскольку условия} \\ 0, & x > x_2. \end{cases}$$

сшивания при $x = x_1$ и нормировка не были выполнены. Далее проводилась дополнительная нормировка таким образом, чтобы электронная плотность в узлах кристаллической решётки в равновесии при температуре, равной абсолютному нулю, равнялась 0,03. Именно при этом значении наблюдалось наилучшее совпадение воспроизводимых потенциалами и наблюдаемых экспериментально свойств при растворении водорода. Потенциалы [9] представлены в схеме эффективного парного преобразования.

Функции взаимодействия Н–Н взяты из [3]. Эффективного парного преобразования не проводилось, поскольку, как показали дополнительные численные эксперименты по моделированию ГЦК решётки водорода методом молекулярной статики, электронная плотность в узлах при условии механического равновесия совпадает с значением плотности, при котором наблюдается минимум функции погружения.

Парное взаимодействие Fe–H выбрано в виде потенциала Леннарда–Джонса. В ходе расчётов использован следующий его вид:

$$V_{Fe-H}(r_{ij}) = 4\varepsilon \left[\left(\frac{\sigma}{r_{ij}} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r_{ij}} \right)^6 \right].$$

Значения коэффициентов ε и σ , при которых наблюдается лучшее совпадение расчетных величин, а также расчетные величины в сравнении с экспериментально наблюдаемыми значениями приведены в таблице.

ε	σ	$\Delta H_{\infty}, \text{расчет}$	$\Delta H_{\infty}, \text{эксп}$	$\Delta V, \text{расчет}$	$\Delta V, \text{эксп}$
0,0001	1,5	0,30 eV	0,20 eV	2,9 Å ³	2,9 Å ³

ΔH_{∞} – теплота растворения и ΔV – характерное изменение объёма при растворении одного атома водорода.

Заключение

Полученные потенциалы для системы $\text{Fe}^{\text{ОЦК}}\text{-H}$ не достаточно точно воспроизводят теплоту растворения, однако полученные значения ε и σ позволяют получить качественные и некоторые полуколичественные данные по поведению системы железо-водород. Как показало моделирование с применением полученных потенциалов, предпочтительно располагаются атомы водорода в матрице ОЦК-Fe в октаэдрических позициях, что согласуется с последними результатами, касающимися рассматриваемой системы, рассчитанными методами *ab initio* [10].

Список литературы

1. J.K. Norskov // Phys Rev. B26, p. 2875, 1982.
2. M.J. Stott, E. Zaremba // Phys. Rev. B 22, 1564 (1980)
3. M.S. Daw, M.I. Baskes // Phys. Rev. B 29, p. 6443 (1984)
4. M.W. Finnis, J.E. Sinclair // Philos. Mag. A., 50, 45-55 (1984)
5. M.S. Daw // Phys. Rev. B 39, p. 7441 (1989)
6. M.I. Baskes // Mater. Chemist. and Phys., 50, 152 (1997)
7. R.A. Johnson // Phys. Rev. B 39, p. 12554 (1989)
8. M. Ruda, D. Farkas, R. Abriata // Phys. Rev. B 54, p. 9765 (1996)
9. G. Simonelli, R. Pasianot, E.J. Savino // Phys. Rev. B 50, p. 727 (1994)
10. М.С. Ракитин. Компьютерное моделирование атома водорода в ОЦК-железе // Материалы конференции ВНКСФ-13. Ростов-на-Дону – Таганрог, 2007. С.138-139.

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ СТРУКТУРЫ НИЗКОУГЛЕРОДИСТОЙ МАЛОЛЕГИРОВАННОЙ ШТРИПСОВОЙ СТАЛИ НА ХАРАКТЕР РАЗРУШЕНИЯ ПРИ СТАТИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЯХ ОБРАЗЦОВ ПОЛНОЙ ТОЛЩИНЫ

Алексеева Т. Н., Мотовилина Г. Д., Орлов В. В., Хлусова Е. И.

Выполнен анализ влияния структуры листовой штрипсовой стали на формирование поверхности разрушения образцов натурной толщины при статическом и динамическом изгибе. Цель работы – установление связи морфологии структурных составляющих с образованием на поверхности изломов протяженных расслоев. Для исследования были выбраны образцы низкоуглеродистой малолегированной стали с ферритно-перлитной и ферритно-бейнитной структурой, а также образцы низкоуглеродистой стали Cr–Ni–Mo композиции. Толщина образцов варьировалась от 18,7 до 60 мм. Испытания проводились при температурах, ниже комнатной.

Установлено, что появление расслоев в изломах образцов натурной толщины, а также в изломах стандартных образцов связано с наличием в структуре листового проката протяженных межфазных границ. В ферритно-перлитных сталях такими границами являются границы между ферритом и протяженными перлитными колониями, вытянутыми в направлении прокатки. В бейнитных сталях – границы между ферритными областями и вытянутыми кристаллами бейнита. Зарождаясь на межфазных границах, трещины расслоя могут распространяться как по границам, так и по телу зерен феррита, примыкающих к межфазным границам. В сталях с бейнитно-мартенситной структурой расслоения отсутствуют даже при наличии полосчатости, связанной с образованием мартенсита и бейнита различной фрагментации.

Изменение режима термомеханической обработки стали с ферритно-перлитной и ферритно-бейнитной структурой с учетом обязательного прохождения процессов динамической рекристаллизации в γ -области позволяет повысить работу удара и получить вязкий однородный излом при испытаниях образцов натурной толщины.

ЭФФЕКТЫ ПРОЯВЛЕНИЯ КРАТКОВРЕМЕННОГО РАЗУПРОЧНЕНИЯ ПЛАСТИЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ В ПРОЦЕССЕ РЕЗКИХ СМЕН В РЕЖИМЕ НАГРУЖЕНИЯ

Чаусов Н. Г., Пилипенко А. П., Параца В. Н.

*Национальный аграрный университет,
Киев, Украина*

Введение

Классические представления о деформировании материалов при растяжении с учетом влияния скорости нагружения указывают на то, что превалирует возрастание сопротивления деформированию с ростом скорости деформации (при отсутствии фазовых превращений) в результате роста вязкой составляющей сопротивления и уменьшения времени для развития процессов ее релаксации [1].

Однако опыты по влиянию резких смен в режиме нагружения на процессы деформирования пластичных материалов, проведенные на кафедре сопротивления материалов Национального аграрного университета Украины, показали, что вышеуказанные особенности деформирования материалов с учетом влияния скорости нагружения проявляются лишь тогда, когда энергия удара свободно передается на исследуемый образец материала. В случае же, когда закон нарастания деформации более сложный, например, когда в процессе резкого нарастания скорости деформации осуществляется однократное или многократное замедление процесса высокоскоростного деформирования, то поведение материала при резких сменах в режиме нагружения может стать «аномальным». Эта «аномальность» проявляется в том, что за счет резких смен в режиме нагружения реализуется кратковременное разупрочнение материалов практически на любой стадии деформирования, включая и восходящую ветвь стандартной статической диаграммы деформирования [2, 3]. Естественно, что такие сложные режимы нагружения отражаются, в первую очередь, на механических свойствах материалов. В процессе «аномального» разупрочнения резко перестраивается структура материала, и поэтому при повторном статическом растяжении механические свойства материала могут существенно отличаться от механических свойств материалов, полученных на тех же стадиях при «чистом» статическом растяжении.

Следует обратить внимание на то обстоятельство, что время выдержки после резких смен в режиме нагружения и полной разгрузки образцов также существенно влияет на изменение механических свойств материалов при повторном статическом растяжении.

Методика испытаний и результаты эксперимента

Испытания пластичных материалов проводили в составе механической системы, которая представляет собой простейшую статически неопределимую конструкцию в виде одновременно нагружаемых параллельных элементов.

Центральный элемент такой конструкции включает захваты со сферическими опорами, тензодинамометр и образец исследуемого материала. Симметричные боковые элементы включают по две одинаковые штанги, одна из которых используется в качестве тензодинамометра, и образцы-спутники из закаленной стали 65Г разного минимального диаметра. При нагружении описанной конструкции, при заданной деформации (силе) на образце образцы-спутники разрушаются, и происходит импульсная подгрузка образца. В данном случае именно свойства нагружающей системы определяют скорость деформации материала при динамическом перераспределении напряжений, вызванных разрушением образцов-спутников.

Указанный вид испытаний реализован на базе испытательной гидравлической машины ZD-100Pu, отличительной особенностью которой является массивная подвижная траверса (масса составляет 1350 кг).

Как оказалось, данная конструктивная особенность машины может сыграть исключительно важную роль для задания закона повышения скорости деформации при резких сменах в режиме нагружения. Практически реализована методика испытаний, при которой на участке резкого нарастания скорости деформации осуществляется мгновенное замедление процесса деформирования пластичного материала, в первую очередь, за счет инерционности подвижной траверсы. В результате такой процедуры резко меняется баланс энергии в процессе высокоскоростного деформирования материала, и значительная часть кинетической энергии, освобождающейся в процессе разрушения образцов-спутников, диссипирует в исследуемом материале, преобразовываясь в тепло и вызывая существенные структурные изменения, которые сопровождаются "аномальным" разупрочнением на всех стадиях деформирования.

Разработанная установка оснащена компьютеризированной измерительной системой для проведения и обработки результатов испытаний, которая позволяет фиксировать до 2400 измерений за секунду.

Типичные картины динамического перераспределения нагрузок в системе при испытаниях представлены на рис. 1.

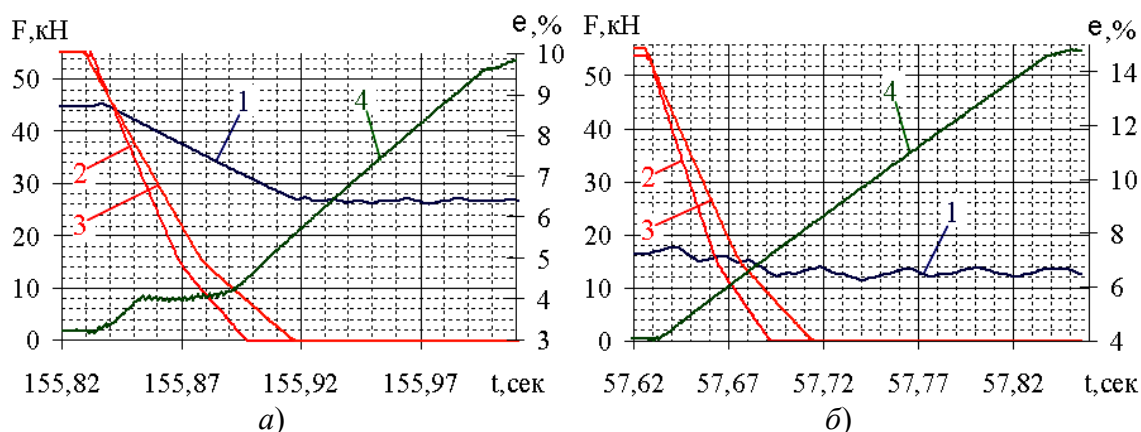


Рис.1. Динамика перераспределения нагрузок в системе и рост деформации материалов при резких сменах в режиме нагружения: *а* – сталь, *б* – армко-железо; 1 – нагрузка на образце, 2,3 – нагрузка на образцах-спутниках, 4 – деформация материала основного образца

На рис. 2. представлены результаты испытаний ряда материалов при сложном режиме нагружения (статическое растяжение – резкое повышение скорости деформации – статическое растяжение). Испытания проводили на стандартных цилиндрических образцах диаметром 8 мм.

Анализ результатов показывает, что в процессе резких смен в режиме нагружения на восходящей ветви стандартной статической диаграммы деформирования фиксируется кратковременное разупрочнение материалов, аналогичные эффекты разупрочнения зафиксированы и на ниспадающей ветви диаграммы [2].

Опыты проведенные на плоских образцах (рис. 3) также подтверждают наличие вышеупомянутого эффекта, причем, следует отметить, что при таких процессах деформирования материал может приобретать новые свойства, в частности, могут усиливаться показатели сверхпластичной деформации (см. участок *AB* на рис. 3).

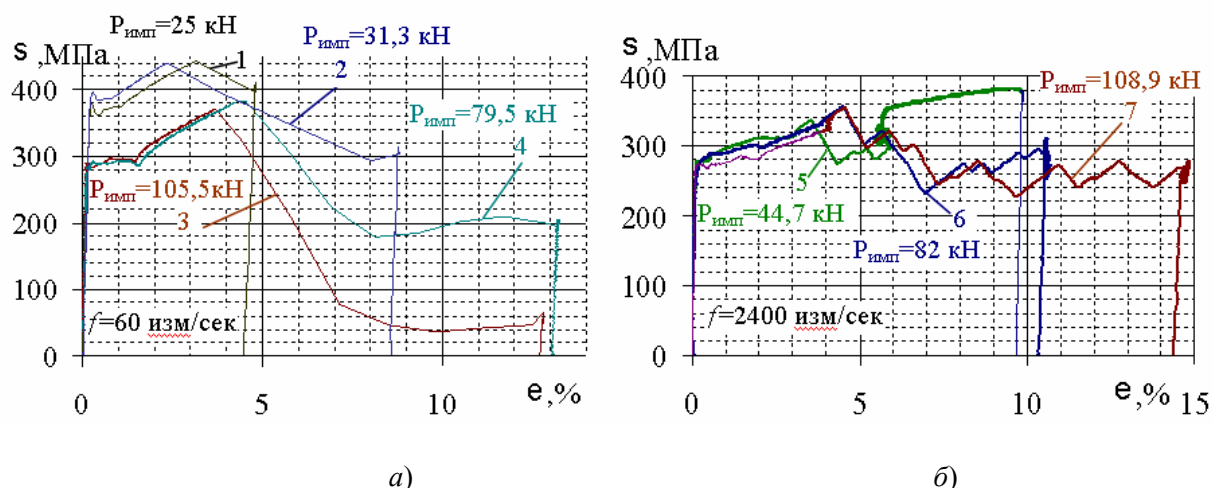


Рис. 2. Фрагменты диаграмм деформации исследованных материалов с учетом влияния резких смен в режиме нагружения: *а* – малоуглеродистые стали 10 (кривые 1,2), 20 (кривые 3,4), *б* – армко-железо (кривые 5,6,7).

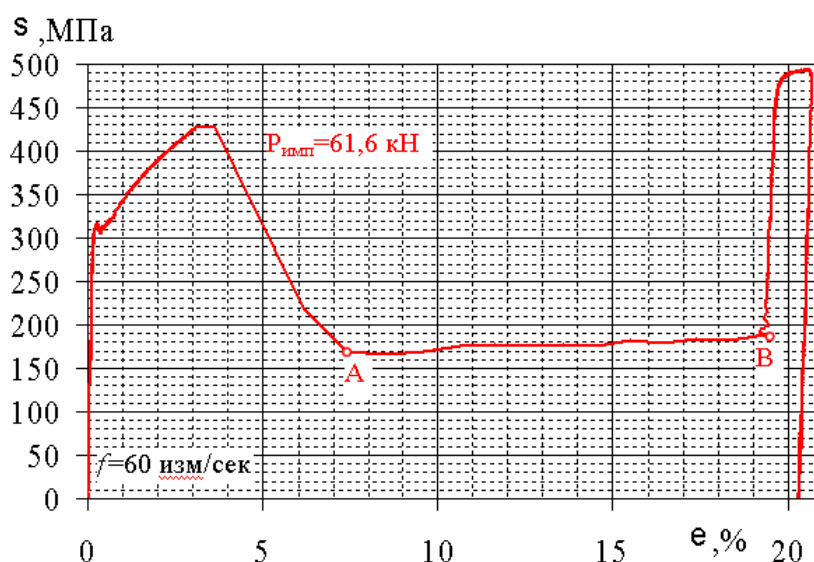


Рис. 3. Фрагмент диаграммы деформации малоуглеродистой стали 3 с учетом влияния резких смен в режиме нагружения

На макроскопическом уровне процессы «аномального» разупрочнения связаны с изменением плотности материала. Так, весьма полезным оказалось использование феноменологической модели накопления повреждений металлов, в соответствии с которой поврежденность (разрыхление) ε_p связана с деформацией ε соотношением [4]:

$$\varepsilon_p = [1 - 2\mu(\varepsilon)] \cdot \varepsilon, \quad (1)$$

здесь $\mu(\varepsilon)$ текущее значение коэффициента поперечной деформации.

На рис.4 для иллюстрации приведены диаграммы деформаций исследуемых материалов с наложением кривых, которые в соответствии с (1) характеризуют накопление повреждений в процессе сложного режима нагружения (статическое растяжение – резкое повышение скорости деформации).

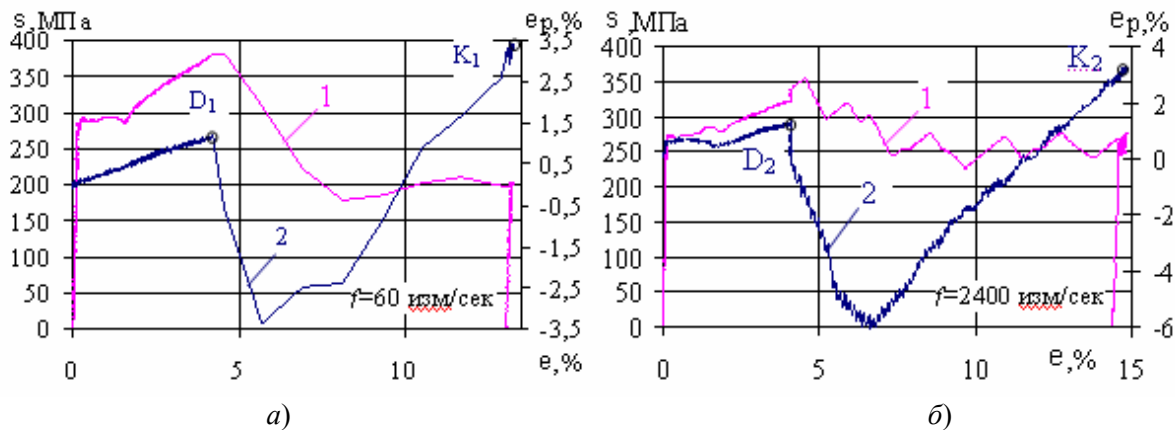


Рис. 4. Фрагменты диаграмм деформаций испытанных материалов (1) при сложном режиме нагружения с наложением кривых (2), которые характеризуют процесс накопления повреждений: *а* – малоуглеродистая сталь 10 (поз. 4 рис.2,*а*);
б – армко-железо (поз. 3 рис. 2,*б*)

Очень важно, что описанным процессом кратковременного разупрочнения можно управлять. Действительно, увеличивая импульс воздействия на исследуемый материал (за счет увеличения минимального диаметра образцов-спутников) можно добиться заданного увеличения глубины скачка напряжений и ширины скачка деформаций (см. рис.3). В качестве параметра, который характеризует процесс деформирования в процессе резких смен в режиме нагружения, целесообразно принять среднее значение скорости деформации $\dot{\epsilon}_{cp}$. Введение же процедуры последовательного резкого повышения среднего значения скорости деформации пластичного материала при одном и том же уровне деформации материала позволяет установить количественные зависимости кратковременного разупрочнения пластичных материалов разных классов в зависимости от соотношения средних скоростей деформации, что реализуются в процессе резких смен в режиме нагружения, по сравнению с статическим растяжением.

Авторами также экспериментально установлено, что ключевую роль при этом сложном режиме нагружения пластичного материала играет время процесса, а именно, скорость нарастания процесса перехода от одной скорости деформации материала к другой. Время процесса резких смен в режиме нагружения зафиксировано в проведенных опытах в диапазоне $\tau = 0,1 \dots 1,1$ сек, а средние скорости деформации при таких сменах в диапазоне $\dot{\epsilon}_{cp}^{смен} = 1 \dots 100\%$.

Проведенные эксперименты на разных материалах: стали Ст 3, 10, 20, ВНС-25, 12Х2МФА, нержавеющая, армко-железо, техническая медь, алюминиевый сплав Д16, титановый сплав ВТ12 показали, что при скоростях деформаций $\dot{\epsilon}_{cp}^{смен} < 1\%/сек$ исследуемые эффекты кратковременного разупрочнения пластических материалов незначительны или совсем не проявляются, а при увеличении скорости деформации $\dot{\epsilon}_{cp}^{смен}$ выше 100% приводит к практически полному разделению образцов из пластичных материалов на части при всех заданных уровнях деформаций.

На рис. 5 представлены результаты испытания алюминиевого сплава Д16 и технической меди.

Экспериментально установлено, что для каждого пластичного материала действительно существует критическая скорость деформации $\dot{\epsilon}_{cp, крит.}^{смен}$, при которой образец материала в процессе резких смен в режиме нагружения практически разделяется на две

части, т.е. $\Delta\sigma/\sigma_i = 1$ (здесь $\Delta\sigma$ – уровень падения сопротивления материала деформированию в напряжениях, σ_i – текущее значение напряжения, при котором осуществляется резкая смена в режиме нагружения) и уровень падения напряжений достигает 100%. Средняя критическая скорость деформации $\dot{\epsilon}_{ср.крит.}^{смен}$ для каждого материала и каждого заданного уровня деформаций имеет свое значение, в проведенных опытах для сплава Д16 – $\dot{\epsilon}_{ср.крит.}^{смен}$ достигает значения 36,6 %/сек, а для технической меди – 50,3 %/сек.

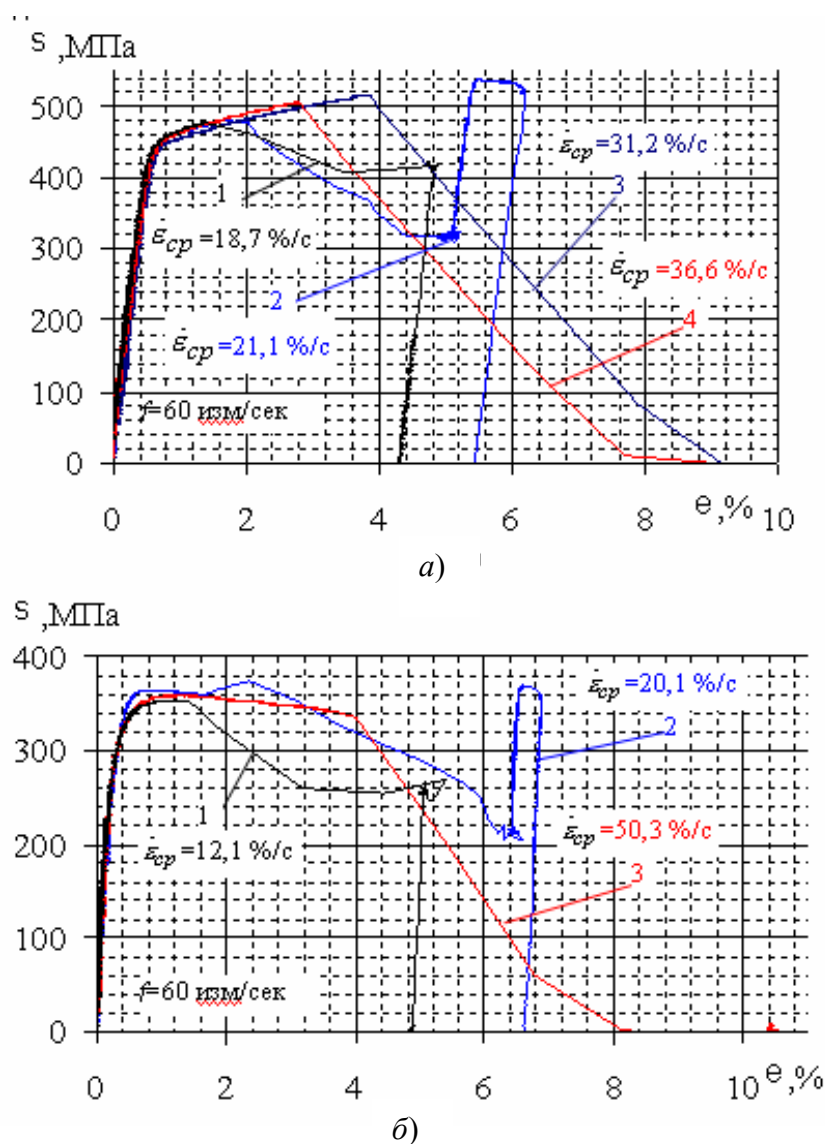


Рис. 5. Результаты испытаний алюминиевого сплава Д16 (а) и технической меди (б)

На рис. 6 представлены зависимости $\frac{\Delta\sigma}{\sigma_i} = f\left(\frac{\dot{\epsilon}_{ср}^{смен}}{\dot{\epsilon}_{ср}^{стат}}\right)$ для исследованных материа-

ЛОВ.

Интересно отметить, что по наклонам этих кривых можно по оси абсцисс установить соотношение скоростей деформаций $\frac{\dot{\varepsilon}_{cp}^{смен}}{\dot{\varepsilon}_{стат}}$ для каждого материала, при котором эффекты кратковременного разупрочнения пластичного материала при резких сменах в режиме нагружения существенны.

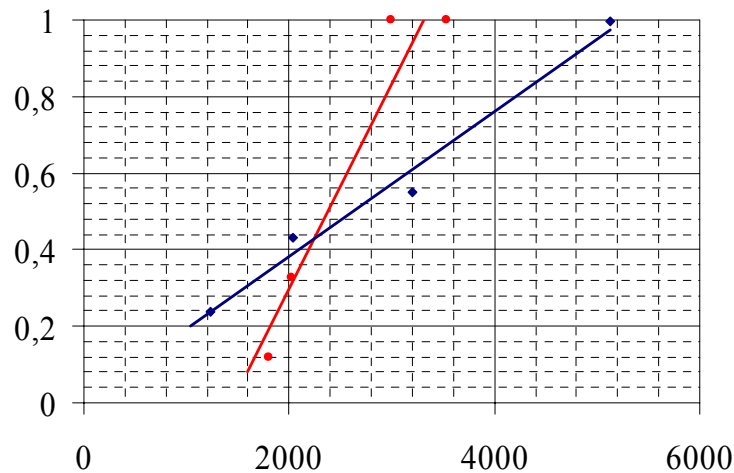


Рис. 6. Зависимости $\frac{\Delta\sigma}{\sigma_i} = f\left(\frac{\dot{\varepsilon}_{cp}^{смен}}{\dot{\varepsilon}_{стат}}\right)$ для исследованных материалов

Выводы

1. Показано, как в зависимости от установленного сложного режима нагружения (статическое растяжение – резкое повышение скорости деформации – статическое растяжение) реализуется кратковременное разупрочнение пластичных материалов на заданных стадиях деформирования.

2. Установлен диапазон средних скоростей деформации при исследуемом сложном режиме нагружения, в котором можно управлять процессами кратковременного разупрочнения материалов.

Список литературы

1. Прочность материалов и конструкций / Редкол.: В.Т.Трощенко (отв. ред.) и др. – К.: Академперіодика, 2005. – 1088 с.
2. Chaurov M.G., Pylypenko A.P., Paratsa V.M. Experimental research of plastic steels deformation from the point of view of suddenly changes in the loading mode / Mechanical Fatigue of Metals: Proceeding of the 13-th International Colloquium (MFM). Ternopil (Ukraine) September 25 – 28, 2006 /Ed. V.T.Troshechenko. - Ternopil: TSTU, 2006 – p. 407 – 410.
3. Чаусов Н.Г., Недосека С.А., Пилипенко А.П. Комплексная оценка поврежденности пластичных материалов при различных режимах нагружения // Техническая диагностика и неразрушающий контроль. – 2004. – 3. С. 16 – 21.
4. Новые методы оценки деградации механических свойств металла конструкций в процессе наработки / Лебедев А.А., Чаусов Н.Г., - Киев, 2004. – 133 с.

УДК 539.3:4

ВЛИЯНИЕ ВИБРАЦИОННЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ И ВЫДЕРЖКИ НА СТАБИЛИЗАЦИЮ ДЕФЕКТНЫХ СТРУКТУР НА ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНОЙ СТАДИИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ

Чаусов Н. Г., Пилипенко А. П., Параца В. Н., Вильдеман В. Э.*

Национальный аграрный университет, Киев, Украина

** Пермский государственный технический университет, Пермь, Россия*

Введение

Известно, что наложение вибрации на процесс растяжения материалов постоянной или равномерно возрастающей нагрузкой часто приводит к ухудшению прочностных свойств материалов [1]. На стадии разупрочнения материала в условиях интенсивного накопления повреждений, что отражается на диаграмме деформирования в виде ниспадающей ветви, разрушение может быть рассмотрено как результат потери устойчивости процесса деформирования в ходе взаимодействия области тела с окружающей деформируемой средой как нагружающей системой, свойства которой определяют момент перехода к нестабильной, лавинообразной, стадии накопления повреждений [2...5]. Наложение вибрации может интенсифицировать процессы разупрочнения материалов. Однако влияние вибрационных воздействий на различного рода механические системы может быть как дестабилизирующим, так и стабилизирующим [6...8]. Таким образом, есть основания для предположения, что при определенных режимах нагружения может быть достигнут и обратный эффект – явление вибрационной стабилизации дефектных структур.

Целью данной работы является установление таких режимов нагружения материалов под действием вибрации, при которых на стадии разупрочнения прочностные характеристики могут повыситься по сравнению с прочностными характеристиками на той же стадии, полученными при “чистом” статическом растяжении.

Методика испытаний и результаты исследований

В качестве объекта исследования были выбраны низкоуглеродистые стали 10, 20. Исследования проводили на стандартных гладких цилиндрических образцах диаметром 8 мм на модернизированной установке для испытаний на релаксацию и вибрацию типа RelVi-5.

Испытательная машина RelVi-5 может обеспечить максимальную нагрузку 5 тонн. Установка оборудована электромагнитным вибратором с приводом от электродвигателя: частота задаваемого вибрационного процесса 100 и 150 Гц с максимальной амплитудой нагрузки ± 5 кг.

Установка для испытаний выбрана не случайно. Нагружение осуществляется через пружины, и поэтому можно говорить об испытании на податливой машине, являющейся, с точки зрения реализации закритической стадии деформирования, наименее подходящей. Поэтому, эффекты повышения прочностных свойств и деформационных ресурсов материалов на стадии разупрочнения за счет вибрационных воздействий могут быть выявлены более явно, чем в случае использования более жестких испытательных машин. Установка RelVi-5 оборудована высокоточной компьютеризованной измерительной системой, схема которой представлена на рис. 1.

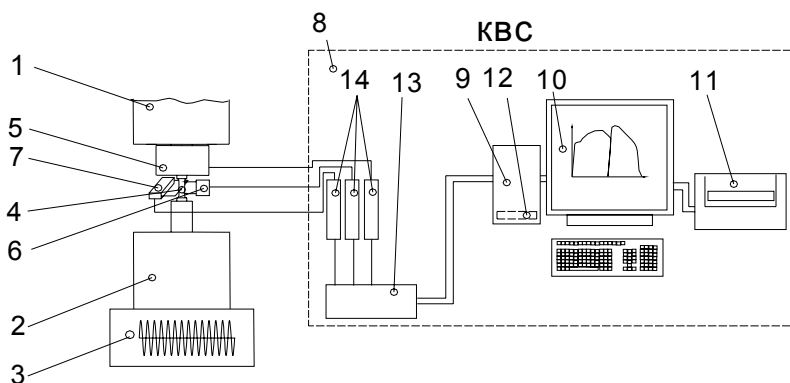


Рис. 1. Схема испытательной установки

Установка содержит подвижный 1 и неподвижный 2 захваты, неподвижный захват соединен с вибратором 3, образец 4, высокоточный динамометр 5, датчик продольной деформации 6, датчик поперечной деформации 7, компьютеризованную измерительную систему 8 для проведения и обработки результатов испытаний (КИС). КИС состоит из следующих составляющих: компьютер Pentium-4 с операционной системой Windows 2000 NT 9, монитор 10, лазерный принтер 11, АЦП с 16 дифференциальными каналами 12, терминальная плата для подсоединения 16 дифференциальных каналов 13, модули аналогового тензоусилителя постоянного тока для мостовых схем ADAM 3016 – 14, программное обеспечение FastReg.

Общий вид установки показан на рис. 2.



Рис. 2. Общий вид испытательной установки

Достичь повышения прочностных свойств материалов на стадии разупрочнения можно лишь в случае умелого использования эффекта старения материалов под воздействием вибрации.

Экспериментально установлено, что минимальное время вибрации τ_1 , при котором начинают проявляться эффекты старения материалов после выдержки, должно быть не меньше, чем 0,5 часа. Кроме того, важную роль играет выбор времени выдержки материала после вибрации τ_2 в разгруженном состоянии. Даже для материалов, мало подверженных старению (например, низко-

углеродистые стали), уже при выдержке 24 часа после вибрации отмечается позитивная тенденция к повышению прочностных свойств на стадии разупрочнения при повторном статическом растяжении.

Практически для всех исследованных материалов увеличение времени выдержки после вибрации приводит к повышению прочностных свойств на стадии разупрочнения, то есть эффекты стабилизации дефектных структур на стадии разупрочнения за счет влияния вибрации усиливаются.

Интересно отметить, что данную процедуру заданного цикла вибрации, разгрузки и выдержки можно неоднократно повторять при любом повторном приросте деформации.

ции. При этом для каждого конкретного материала влияние описанной однократной или многократной процедуры испытаний на прочностные свойства материала на стадии разупрочнения неоднозначно. Для одного материала эффект может быть максимален при однократной процедуре испытаний, для другого материала – при многократной.

На рис. 3 представлены результаты испытаний низкоуглеродистой стали 20.

Здесь кривая 1 отвечает статическому растяжению, кривая 2 статическому растяжению с одновременным наложением вибрации с частотой $f = 100$ Гц от начала нагрузки, кривая 3 статическому растяжению с остановкой нагружения в точках А и Б и воздействию на участках В вибрации с частотой $f = 100$ Гц на протяжении времени $\tau_1 = 0,5$ часа.

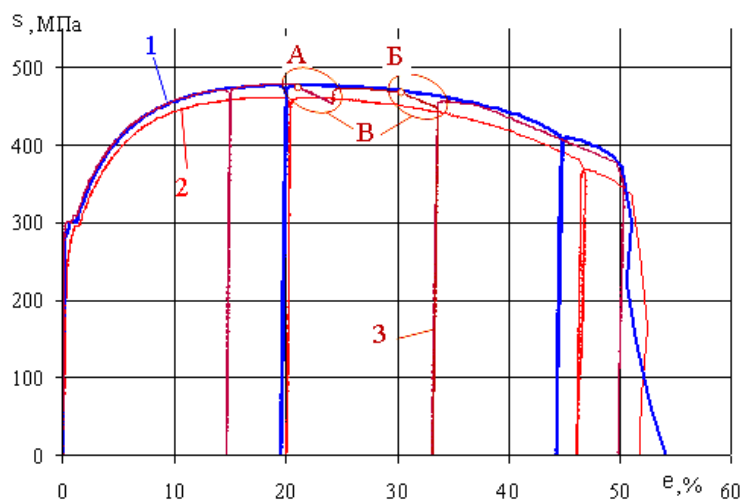


Рис. 3. Диаграммы деформаций низкоуглеродистой стали 20: объяснение кривых 1, 2, 3 представлено в тексте

Как видно из рис. 3, кривая 2 подтверждает классические представления об ухудшении прочностных свойств материала при наложении вибрации. Кривая 3 показывает, что кратковременное воздействие вибрации ухудшает прочностные свойства материала (участки В), однако при повторном статическом растяжении прочностные свойства материала, практически, могут восстановиться.

На рис. 4а кривая 1 отвечает статическому растяжению. Кривая 4 – статическому растяжению до точки А. В точке А статическое растяжение прекращается, накладывается вибрация с частотой $f = 100$ Гц на протяжении 0,5 часа, потом образец разгружается, выдерживается на протяжении 24 часов (1 сутки) и опять повторно статически растягивается до полного разделения на части. Заштрихованная область между кривыми 1 и 4 отвечает области увеличения прочностных свойств стали 20 после заданного режима вибрации, разгрузки и выдержки по сравнению с “чистым” статическим растяжением.

Кривая 5 на рис. 4а отвечает статическому растяжению до точки Б, в точке Б статическое растяжение прекращается, накладывается вибрация с частотой $f = 100$ Гц на протяжении 0,5 часа, потом образец разгружается, выдерживается на протяжении 30 суток и опять повторно статически растягивается до полного разделения на части. Заштрихованная область между кривыми 1 и 5 отвечает области повышения прочностных свойств стали 20 после заданного режима вибрации, разгрузки и выдержки по сравнению с “чистым” статическим растяжением.

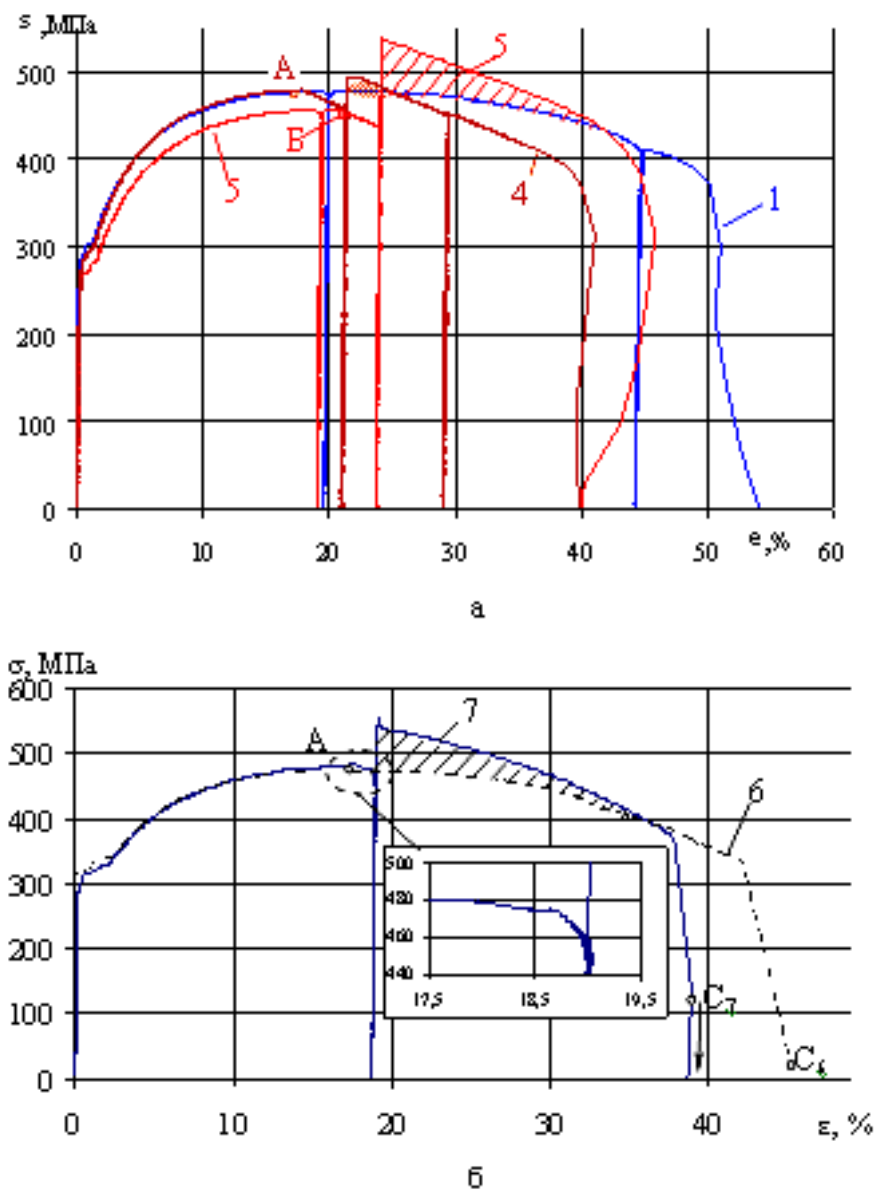


Рис. 4. Диаграммы деформаций низкоуглеродистых сталей 20 (а) и 10 (б):
объяснение кривых 1, 4, 5, 6, 7 представлено в тексте

Аналогичные результаты по влиянию вибрации на прочностные свойства материала получены на низкоуглеродистой стали 10.

На рис. 4б представлены соответствующие результаты испытаний. Здесь кривая 6 отвечает статическому растяжению, кривая 7 отвечает статическому растяжению до т. А, в точке А статическое растяжение прекращается, накладывается вибрация с частотой $f = 100$ Гц на протяжении 1 часа, потом образец разгружается, выдерживается на протяжении 30 суток и опять повторно статически растягивается до полного разделения на части. Заштрихованная область между кривыми 6 и 7 отвечает области повышения прочностных свойств стали 10 после заданного режима вибрации, разгрузки и выдержки по сравнению с “чистым” статическим растяжением. Точками C_i на рис.4б обозначены деформации, при которых осуществлялись окончательные разгрузки образцов для последующих метало-физических исследований.

Проведенные опыты показали, что удалось установить такие режимы нагружения с воздействием вибрации, при которых прочностные свойства низкоуглеродистых сталей на стадии разупрочнения можно повысить в среднем на 10...12 %.

Ранее авторами получены новые экспериментальные данные про кратковременное разупрочнение пластичных материалов в процессе резких смен в режиме нагружения [9...11].

Указанный вид испытаний реализован на базе испытательной гидравлической машины ZD-100P_и, отличительной особенностью которой является массивная подвижная траверса (масса составляет 1350 кг).

Как оказалось, данная конструктивная особенность машины может сыграть исключительно важную роль для задания закона повышения скорости деформации при резких сменах в режиме нагружения. Практически реализована методика испытаний, при которой на участке резкого нарастания скорости деформации осуществляется мгновенное замедление процесса деформирования пластичного материала, в первую очередь, за счет инерционности подвижной траверсы. В результате такой процедуры резко меняется баланс энергии в процессе высокоскоростного деформирования материала и значительная часть кинетической энергии, освобождающейся в процессе разрушения образцов-спутников, диссипирует в исследуемом материале, преобразовываясь в тепло и вызывая существенные структурные изменения, которые сопровождаются "аномальным" разупрочнением на всех стадиях деформирования.

На физические процессы, которые протекают в материалах в процессе резких смен в режиме нагружения, заметно влияет степень повышения средней скорости деформации.

Интересно отметить, что механическое поведение образцов из разных материалов, полностью разгруженных сразу после резких смен в режиме реализованного сложного нагружения (статическое растяжение – резкое повышение скорости деформации) и после выдержки в течении 10..30 дней повторно статически растянутых, аналогично поведению образцов деформированных в процессе исследованного в данной работе режима нагружения (статическое растяжение – вибрация – полная разгрузка и выдержка – повторное статическое растяжение). Для примера, на рис.5 представлены результаты испытаний образцов из малоуглеродистой стали 20.

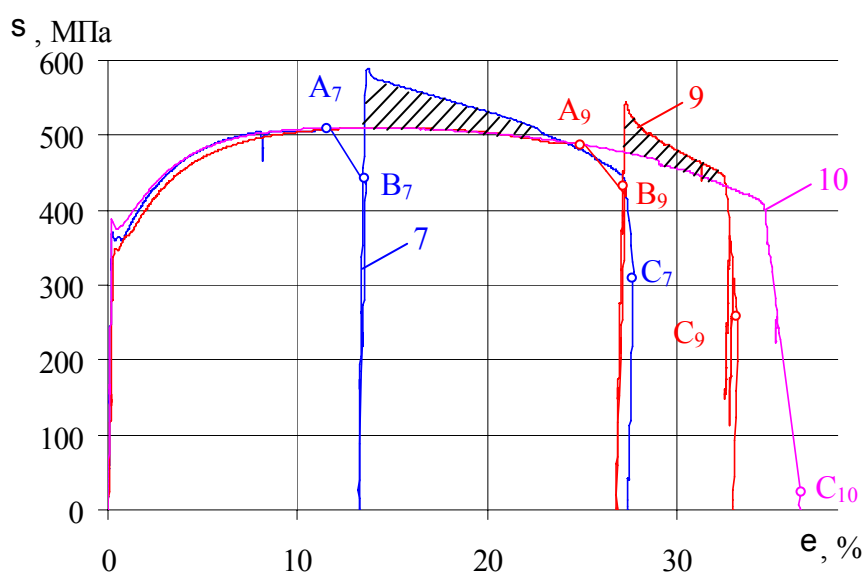


Рис. 5. Диаграммы деформаций стали 20 при статическом растяжении и с учетом резких смен в режиме нагружения на разных стадиях деформирования (7,9,10 – номера испытанных образцов)

Заштрихованная область между кривыми 7 и 10 и кривыми 9 и 10 отвечает области повышения прочностных свойств стали 20 после заданного режима нагружения (статическое растяжение – резкое повышение скорости деформации – статическое растяжение) по сравнению с “чистым” статическим растяжением. Точками C_i на рис.5 обозначены деформации, при которых осуществлялись окончательные разгрузки образцов для последующих металлофизических исследований.

Сравнение данных на рис.4 и 5 дает основание предполагать, что основные деформационные процессы, протекающие в материалах, при настолько разных режимах нагружения – аналогичны.

Выводы

1. Рассмотрены перспективы использования вибрационных воздействий на материал, для стабилизации дефектных структур на стадии разупрочнения .
2. Показано, что за счет резких смен в режиме нагружения и выдержки материала также можно стабилизировать дефектные структуры на ниспадающей ветви диаграммы деформирования.

Список литературы

1. Вибрации в технике: Справочник в 6-ти томах / Ред. совет: В.Н. Челомей (пред.). – М.: Машиностроение, 1981. – т. 4.
2. Новые методы оценки деградации механических свойств металла конструкций в процессе наработки / Лебедев А.А., Чаусов Н.Г., - Киев, 2004. – 133 с.
3. Вильдеман В.Э., Соколкин Ю.В., Ташкинов А.А., Механика неупругого деформирования и разрушения композиционных материалов / Под ред. Ю.В. Соколкина. – М.: Наука, 1997. – 288 с.
4. Вильдеман В.Э. О решениях упругопластических задач с граничными условиями контактного типа для тел с зонами разупрочнения // ПММ. — 1998. — Т. 62, вып. 2. — С.304–312.
5. Вильдеман В.Э., Зайцев А.В., Горбунов А.Н. Закономерности и механизмы повреждения неоднородных тел на закритической стадии // Физическая мезомеханика. — 1999. — Т. 2, № 4. — С. 41–53.
6. Капица П.Л. Динамическая устойчивость маятника при колеблющейся точке подвеса // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — Т. 21, вып. 5. — 1951. — С. 588–597.
7. Блехман И.И. Вибрационная механика. — М.: Физматлит, 1994. — 400 с.
8. Любимов Д.В., Любимова Т.П., Черепанов А.А. Динамика поверхностей раздела в вибрационных полях. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. — 216 с.
9. Chausov M.G., Pylypenko A.P., Paratsa V.M. Expererimental research of plastic steels deformation from the point of view of suddenly changes in the loading mode / Mechanical Fatigue of Metals: Proceeding of the 13-th International Colloquium (MFM). Ternopil (Ukraine) September 25 – 28, 2006 /Ed. V.T.Troshechenko. - Ternopil: TSTU, 2006 – p. 407 – 410.
10. Чаусов Н.Г., Недосека С.А., Пилипенко А.П. Комплексная оценка поврежденности пластичных материалов при различных режимах нагружения // Техническая диагностика и неразрушающий контроль. – 2004. - 3. С. 16 – 21.
11. Chausov M.G., Pylypenko A.P. Laws of deformation processes and fracture of Plastic steel From the Point of view of dynamic overloading. - Mechanika. – 2005.- Nr. 4 (54) - P. 24-29.

УДК 621. 923

УСТОЙЧИВОСТЬ ВРАЩЕНИЯ ДЕФОРМИРУЮЩЕГО ЭЛЕМЕНТА В ПРОЦЕССЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ОБРАБОТКИ ДЕТАЛЕЙ МАШИН

Хейфец М. Л., Грецкий Н. Л., Зевелева Е. З., Садюкович А. А.

Полоцкий государственный университет, Новополоцк, Беларусь

Введение

Образование поверхностей деталей машин пластическим деформированием – одно из наиболее простых и эффективных направлений улучшения качества, стойкости и прочности поверхностного слоя.

В процессе поверхностной пластической обработки деформирующий элемент, обладающий множеством степеней свободы, получает стохастические импульсы от столкновений с микровыступами обрабатываемой поверхности, в результате которых элемент помимо движения подачи приобретает вращение.

Кинематика и динамика деформирующего элемента

Рассмотрим движения вращения, представив, что в деформирующем элементе жестко закреплена точка O , лежащая на его оси симметрии, но не совпадающая с центром масс S (рис.1). Так как деформирующий элемент находится в потенциальном поле силы тяжести $\vec{G}$, силы прижима $\vec{P}$, то он может рассматриваться как симметричный неуравновешенный волчок [1].

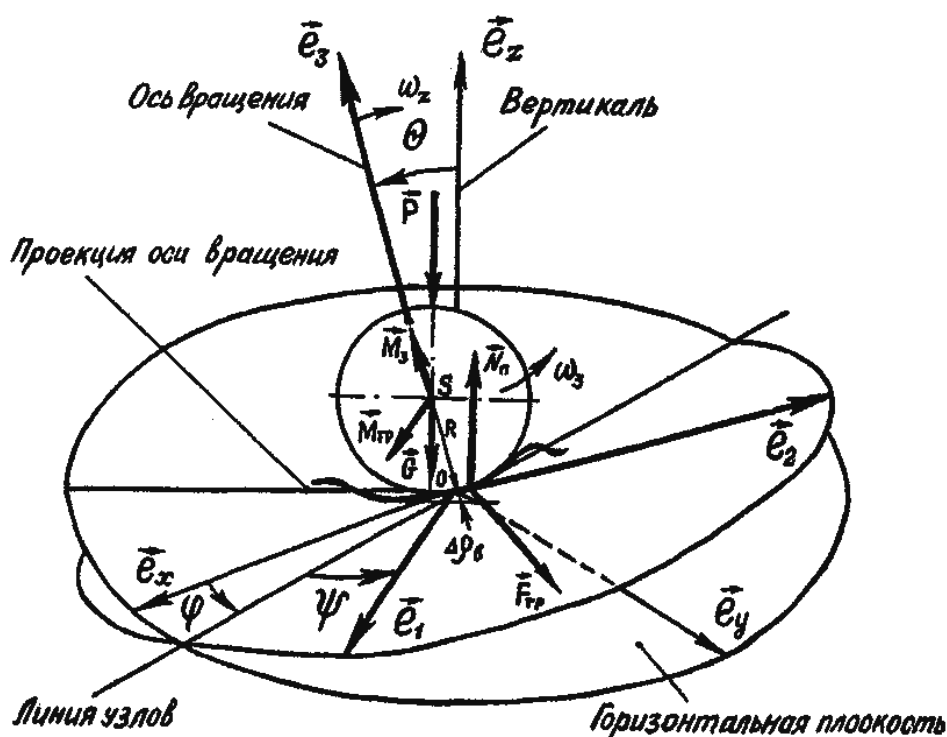


Рис.1. Система координат и расчетная схема кинематики и динамики деформирующего элемента

Если ввести координаты таким образом, чтобы среди них были углы вращения вокруг вертикальной оси и вокруг оси деформирующего элемента, то эти циклические координаты, задачу с тремя степенями свободы сведут к задаче с одной степенью свободы [2].

Принимаем следующие обозначения (рисунок): $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$ – орты неподвижной системы координат в точке O ; $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$ – орты связанной с элементом подвижной системы координат, направленные по осям инерции тела в точке O ; I_1, I_2, I_3 – моменты инерции элемента в точке O ; $\vec{e}_N$ – орт оси $\vec{e}_z \times \vec{e}_\square$, называемой линией узлов.

Чтобы перевести неподвижный репер $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ в подвижный $(\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3)$, необходимо выполнить три поворота: на угол прецессии φ вокруг оси $\vec{e}_z$, при этом $\vec{e}_z$ остается на месте, а $\vec{e}_x$ переходит в $\vec{e}_N$; на угол нутации θ вокруг оси $\vec{e}_N$, при этом $\vec{e}_z$ переходит в $\vec{e}_\square$, а $\vec{e}_N$ остается на месте; на угол собственного вращения ψ вокруг оси $\vec{e}_\square$, при этом $\vec{e}_N$ переходит в $\vec{e}_1$, а $\vec{e}_\square$ остается на месте. Углы φ, ψ, θ , изменяющиеся в пределах $0 < \varphi < 2\pi, 0 < \psi < 2\pi, 0 < \theta < \pi$, называются углами Эйлера [1].

Потенциальная энергия деформирующего элемента

$$\Psi = mgz_0 = mgR \cos \theta,$$

где g – ускорение потенциального поля, z_0 – высота центра тяжести над точкой O , R – расстояние от центра тяжести до точки касания с поверхностью. Кинетическая энергия задается формулой

$$\Xi = (I_1 \omega_1^2 + I_2 \omega_2^2 + I_3 \omega_3^2) / 2 = (\theta'^2 + \varphi'^2 \sin^2 \theta) \cdot I_1 / 2 + (\psi' + \varphi' \cos \theta)^2 \cdot I_3 / 2,$$

где $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ – скорости вращения относительно орт $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$.

Выразив φ' и ω' через проекции кинетического момента на вертикаль $M_z = \partial(\Xi - \Psi) / \partial \varphi'$ и на ось вращения тела $M_3 = \partial(\Xi - \Psi) / \partial \psi'$ получим полную энергию системы:

$$E_{II} = mgR \cos \theta + \theta'^2 I_1 / 2 + (M_z - M_3 \cos \theta)^2 / (2I_1 \sin^2 \theta) + M_3^2 / (2I_3). \quad (1)$$

Исключим из рассмотрения слагаемое $M_3^2 / (2I_3)$, не влияющее на уравнение при изменении θ . Для изучения полученной одномерной системы

$$\varphi' = (M_z - M_3 \cos \theta) / (I_1 \sin^2 \theta), \quad (2)$$

$$\psi' = M_3 / I_3 - \cos \theta \cdot \varphi' \quad (3)$$

удобно сделать замену $\cos \theta = u$, обозначая $M_z / I_1 = a$, $M_3 / I_1 = b$, $2E_{II} / I_1 = \alpha$, $2mgR / I_1 = \beta$, чтобы получить закон сохранения энергии (1) в виде

$$u'^2 = (\alpha - \beta u) \cdot (1 - u)^2 - (a - bu)^2 = f(u), \quad (4)$$

а зависимости изменения углов (2) и (3) –

$$\varphi' = (a - bu) / (1 - u^2),$$

$$\psi' = (I_1 / I_3) \cdot b - u \varphi'.$$

Так как $f(u)$ – полином третьей степени (4), а действительному движению отвечают только такие постоянные a, b, φ, β при которых $u'^2 \geq 0$, то $f(u)$ имеет два вещественных корня u_1, u_2 на отрезке $-1 \leq u \leq 1$ и один при $u > 1$. В результате этого наклон оси деформирующего элемента θ меняется периодически между двумя предельными значе-

ниями θ_1 и θ_2 , а движение оси вращения элемента имеет качественно различный характер в случаях: $u^* > u_2$, $u_1 < u^* < u_2$, $u^* = u_2$ и $u^* = u_1$ где $u^* = a/b = M_2/M_3$.

В первом случае $u_2 < u^*$, то есть $\varphi' > 0$ при всех u в интервале $u_1 \leq u \leq u_2$. Направление оси колеблется между θ_1 и θ_2 . Иначе говоря, ось перемещается, совершает прецессию в одну и ту же сторону положительного направления угла φ и чертит кривую типа синусоиды. Во втором случае $u_1 < u^* < u_2$, $\varphi' > 0$ при $u = u_1$ и $\varphi' < 0$ при $u = u_2$, следовательно, движение имеет петлеобразный характер. В третьем случае $\varphi' = 0$ при $u_2 = u^*$, и движение оси чертит кривую с острями. Подобное движение при $u_1 = u^*$ будет иметь место, если в начальный момент деформирующий элемент крутится относительно своей оси симметрии в фиксированном положении $\varphi = \varphi_0$. Причем $\varphi_0' = 0$, $\theta = \theta_0 = \theta_1$, $\theta_0' = 0$, а при остальных значениях $\theta < \theta_0$ скорости φ' и θ' не могут одновременно равняться нулю.

Исследуем устойчивость вращения деформирующего элемента. Для этого рассмотрим случай, при котором ось вращения вертикальна $\theta = 0$, а угловая скорость постоянна, тогда проекция кинетического момента $M_z = M_3 = I_3\omega_3$.

Разложим эффективную потенциальную энергию системы

$$E_{\varphi\theta} = mgR \cdot \cos \theta + (M_z - M_3 \cdot \cos \theta)^2 / (2I_1 \cdot \sin \theta)$$

в ряд Макларена по степеням θ :

$$E_{\varphi\theta} = (I_3^2 \omega_3^2 / (8I_1) - mgR/2) \cdot \theta^2 + \dots = A \theta^2 + \dots$$

Если $A > 0$, то положение равновесия $\theta = 0$ одномерной системы устойчиво, а если $A < 0$, то неустойчиво [2]. Следовательно, условие устойчивости имеет вид:

$$\omega_3 > 2 \cdot \sqrt{mgRI_1} / I_3. \quad (5)$$

При условии (5) ось вращения устойчива относительно таких возмущений, которые меняют значения не только θ , но и M_z , M_3 .

Согласно условию устойчивости (5), скорость вращения должна быть достаточно велика, что встречается крайне редко в технологических задачах. Кроме того, процессы трения и тепловые процессы, ведущие к росту коэффициентов трения скольжения и качения [3, 4], стремятся снизить скорость вращения деформирующего элемента.

Движение деформирующего элемента по шероховатой поверхности

Исследуем влияние силы трения $\vec{F}_{\dot{O}D}$ (рис.1) на движения деформирующего элемента, так как одним из эффектов действия $\vec{F}_{\dot{O}D}$ является приближение оси вращения элемента к вертикали [5]. Для этого рассмотрим деформирующий элемент, вращающийся вокруг своей оси без начальной скорости центра масс S , расположенный на поверхности так, что его ось вращения составляет с вертикалью угол θ .

Кинематический момент $\vec{M}_3 = I_3 \vec{\omega}_3$ элемента относительно S в начальный момент направлен вдоль оси вращения. Деформирующий элемент касается опорной площадки в точке D , а сила трения $\vec{F}_{\dot{O}D}$ направлена в сторону, противоположную скорости точки D . Момент $\vec{M}_{\dot{O}D}$ силы трения относительно центра масс направлен перпендикулярно плоскости, проходящей через S и $\vec{F}_{\dot{O}D}$.

$$\vec{M}_{\dot{O}D} = \vec{M}_1 + \vec{M}_2,$$

где M_1 и M_2 – составляющие $\vec{M}_{\dot{O}D}$ в перпендикулярном и параллельном M_3 направлениях, соответственно.

По теореме об изменении кинетического момента [1, 5] скорость конца вектора $\vec{M}_3$ равна $\vec{M}_{\dot{O}D}$. Следовательно, $\vec{M}_3$, уменьшаясь по величине вследствие наличия составляющей $\vec{M}_2$, стремится занять вертикальное положение в результате присутствия $\vec{M}_{\dot{O}D}$. В результате этого $\vec{M}_3$, а вместе с ним и ось вращения деформирующего элемента, под влиянием трения стремится к вертикали.

Перейдем к изучению движения деформирующего элемента при наличии трения по протяженной плоской шероховатой поверхности. Рассмотрим две системы координат $(\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3)$ (рис. 1): неподвижную – с началом O , и поступательно движущуюся – с началом в центре масс S элемента, и осями, параллельными соответствующим осям неподвижной системы.

Реакцию поверхности представим в виде суммы:

$$\vec{R}_I = \vec{N}_I + \vec{F}_{\dot{O}D}, \quad (6)$$

где N_n – нормальная составляющая $\vec{R}$. Если $\vec{\omega}$ – угловая скорость элемента, а $\vec{v}_s$ – скорость его центра масс S , то $\vec{v}_D$ – скорость точки D , которой элемент касается поверхности, вычисляется по формуле:

$$\vec{v}_D = \vec{v}_s + \vec{\omega} \cdot \overline{SD}. \quad (7)$$

Силу трения скольжения представим в виде

$$\vec{F}_{\dot{O}D} = -k_{\dot{O}D} N_I \vec{e}_D$$

где $k_{\dot{O}D}$ – коэффициент трения, $\vec{e}_D$ – единичный вектор, направленный вдоль скорости точки D .

Теорема о движении центра инерции [1, 5] дает уравнение:

$$m d\vec{v}_D / d\tau = m\vec{g} + \vec{R}. \quad (8)$$

Из теоремы об изменении по времени τ кинетического момента $\vec{M}_s = I\vec{\omega}$ для движения относительно центра масс S получаем

$$I d\vec{\omega} / d\tau = \overline{SD} \times \vec{R}_I. \quad (9)$$

Уравнения (8) и (9) в скалярной форме запишутся в виде:

$$m d^2 x_s / d\tau^2 = F_{TP_x}, \quad m d^2 y_s / d\tau^2 = F_{TP_y}, \quad m d^2 z_s / d\tau^2 = -mg + N_I = 0; \quad (10)$$

$$I d\omega_x / d\tau = R F_{TP_y}, \quad I d\omega_y / d\tau = -R F_{TP_x}, \quad d\omega_z / d\tau = 0, \quad (11)$$

где x_s, y_s, z_s – координаты центра масс S в неподвижной системе с началом в точке O , $F_{\dot{O}Dx}, F_{\dot{O}Dy}$ – проекции $\vec{F}_{\dot{O}D}$ на $\vec{e}_x, \vec{e}_y$, соответственно, $\omega_x, \omega_y, \omega_z$ – проекции $\vec{\omega}$ на $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$.

Проекции сил на вертикаль показывают (10), что нормальная реакция поверхности вне зависимости от того, скользит деформирующий элемент по поверхности или нет, равна силам потенциального поля, таким как прижим и вес. Проекция угловой скорости на вертикаль (11) при этом остается постоянной.

Если в начальный момент имеет место скольжение, то $\vec{v}_D \neq 0$. Продифференцируем по времени τ формулу (7) и, воспользовавшись равенствами (6), (8), (9) получим

$$d\vec{v}_D / d\tau = (R^2 / I + 1 / m) \cdot \vec{F}_{TP}.$$

Преобразуем, подставив $\vec{v}_D = v_D \cdot \vec{e}_D$, $\vec{F}_{TP} = -k_{TP}mg\vec{e}_D$

$$\vec{e}_D \cdot dv_D / d\tau + v_D \cdot d\vec{e}_D / d\tau = -(1 + mR^2 / I) \cdot k_{TP}g\vec{e}_D. \quad (12)$$

Так как $\vec{e}_D$ – единичный вектор, то производная перпендикулярна ему и равна нулю $d\vec{e}_D / d\tau = 0$. Следовательно, сила трения $\vec{F}_{\dot{O}D}$ неизменна по величине и направлению.

Величина скорости точки D , в соответствии с (12), изменяется во времени

$$v_D(\tau) = v_D(0) - (1 + mR^2 / I) \cdot k_{TP}g\tau \quad (13)$$

Обозначим через δ_D постоянный угол, который составляет $\vec{v}_D$ с $\vec{e}_x$, тогда из (10) и (11) получаем

$$x_s(\tau) = x_s(0) + x'_s(0)\tau - k_{\dot{O}D}g \cdot \cos \delta_D \tau^2 / 2, \quad y_s(\tau) = y_s(0) + y'_s(0)\tau - k_{\dot{O}D}g \cdot \sin \delta_D \tau^2 / 2, \quad (14)$$

$$\omega_x(\tau) = \omega_x(0) - Rk_{\dot{O}D}mg \cdot \sin \delta_D \tau / I, \quad \omega_y(\tau) = \omega_y(0) + Rk_{\dot{O}D}mg \cdot \cos \delta_D \tau / I. \quad (15)$$

Следовательно, если в начальный момент скорость центра масс S и точки D не параллельны, то на стадии движения со скольжением при зафиксированном прямолинейном движении центра S , точка касания D деформирующего элемента с поверхностью движется по параболе (14), и вращается относительно центра S со скоростями (15). Такое движение, согласно (13), происходит до момента

$$\tau = v_D(0) / (k_{TP}g(1 + mR^2 / I)),$$

пока скольжение не прекратится и не начнется стадия качения деформирующего элемента.

Качение и вращение деформирующего элемента на шероховатой поверхности происходит по траектории согласно полученным зависимостям (2), (3) в соответствии с изменениями коэффициента трения $k_{\dot{O}D}$ между деформирующим элементом и обрабатываемой поверхностью.

Устойчивость движений деформирующего элемента

Исследуем устойчивость качения деформирующего элемента, закрепленного в центре масс S , находящегося по действием сил потенциального поля и реакций закрепления вокруг главных осей инерции. Главный момент внешних сил относительно S в этом случае равен нулю.

Рассмотрим оси координат $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$, скрепленные с движущимся элементом (рис.1) и являющиеся главными осями инерции для точки S . Динамические уравнения Эйлера для деформирующего элемента имеют вид [6]

$$I_x\omega'_x + (I_z - I_y) \cdot \omega_z\omega_y = 0, \quad I_y\omega'_y + (I_x - I_z) \cdot \omega_x\omega_z = 0, \quad I_z\omega'_z + (I_y - I_x) \cdot \omega_y\omega_x = 0. \quad (16)$$

Пусть $\omega_y = \omega_z = 0$, $\omega_x = \omega_0 = const$ являются решениями уравнений (16). Если величины ω_y и ω_z остаются малыми с течением времени τ , при сообщении элементу незначительных вращений в виде малых начальных угловых скоростей ω_{0y} и ω_{0z} , то вращение вокруг главной оси инерции считают устойчивым. Если величины ω_y и ω_z неограниченно возрастают, то вращение – неустойчиво [7].

Предположив, что вращение вокруг $\vec{e}_x$ устойчиво, отбросив малые второго порядка, после дифференцирования (16) получаем

$$\omega''_y + \alpha\omega_y = 0, \quad \omega''_z + \alpha\omega_z = 0, \quad (17)$$

где

$$\alpha = \omega_0^2(I_x - I_z) \cdot (I_x - I_y) / I_y I_z.$$

При $\alpha < 0$ решения уравнений (17) запишутся

$$\omega_y = C_1 \cdot \exp(\sqrt{|\alpha|}\tau) + C_2 \cdot \exp(-\sqrt{|\alpha|}\tau),$$

$$\omega_z = C_3 \cdot \exp(\sqrt{|\alpha|}\tau) + C_4 \cdot \exp(-\sqrt{|\alpha|}\tau),$$

а при $\alpha > 0$ решения имеют вид

$$\omega_y = C_5 \cdot \cos(\sqrt{\alpha} \cdot \tau) + C_6 \cdot \sin(\sqrt{\alpha} \cdot \tau),$$

$$\omega_z = C_7 \cdot \cos(\sqrt{\alpha} \cdot \tau) + C_8 \cdot \sin(\sqrt{\alpha} \cdot \tau),$$

где $C_1, C_2, C_3, C_4, C_5, C_6, C_7, C_8$ – постоянные интегрирования.

Это значит, что при $\alpha > 0$ вращение вокруг главной оси инерции $\vec{e}_x$ устойчиво. Условие $\alpha > 0$ может выполняться в двух случаях: когда $I_x > I_z$ и $I_x > I_y$, или когда $I_x < I_z$ и $I_x < I_y$. То есть вращение вокруг главной оси инерции $\vec{e}_x$ является устойчивым, если момент инерции относительно этой оси $\vec{e}_x$ наибольший или наименьший. При $\alpha < 0$ вращение неустойчиво: когда $I_y < I_x < I_z$, или когда $I_y > I_x > I_z$, то есть при среднем моменте инерции относительно главной оси I_x по сравнению с I_y и I_z .

Следовательно, устойчивы движения таких деформирующих элементов, момент инерции которых вокруг оси вращения наименьший или наибольший. Предпочтительными, при прочих равных условиях, являются элементы с наибольшим моментом инерции так как это дает больший собственный кинетический момент, и ось вращения оказывается более устойчивой к действию сил сопротивления [6].

Заключение

Изучение движений деформирующего элемента показало, что их вид и стабильность при возмущениях, вызванных взаимодействием с обрабатываемой поверхностью, зависят главным образом от формы, размеров и условий прижима элемента. Результаты исследований кинематики и динамики работы инструментов-накатников позволяют рассмотреть характер нагружения шероховатой поверхности при формировании параметров поверхностного слоя в процессе пластической деформации.

Список литературы

1. Добронравов В.В. Основы аналитической механики. Москва: Высшая школа, 1976. 264 с.
2. Арнольд В.И. Математические методы классической механики. Москва: Наука, 1989. 472 с.
3. Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т.1. Москва: Наука, 1970. 492 с.
4. Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т.2. Москва: Наука, 1970. 568 с.
5. Макеев А.П. Теоретическая механика. Москва: Наука, 1990. 416 с.
6. Никитин Н.Н. Курс теоретической механики. Москва: Высшая школа, 1990. 607 с.
7. Пановко Я.Г., Губанова И.И. Устойчивость и колебания упругих систем: Современные концепции, парадоксы и ошибки. Москва: Наука, 1987. 352 с.

УДК 621. 923

ПОВЕРХНОСТНОЕ ПЛАСТИЧЕСКОЕ ДЕФОРМИРОВАНИЕ ПОКРЫТИЯ, ПОЛУЧАЕМОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ НАПЛАВКОЙ ФЕРРОМАГНИТНОГО ПОРОШКА

Кожуро Л. М., Хейфец М. Л.*, Грецкий Н. Л.*, Толстиков С. К.*

*Белорусский государственный аграрный технический университет,
Минск, Беларусь*

Полоцкий государственный университет, Новополоцк, Беларусь

Введение

Повышение надежности и долговечности деталей машин, во многом, определяется состоянием их поверхностного слоя. Основными причинами потери работоспособности узлов и механизмов являются изнашивание и усталостные поломки деталей, их разрушение вследствие ползучести, коррозии, эрозии в различных средах, кавитационное разрушение и всевозможные сочетания этих причин. Свыше 80% отказов обусловлено процессами изнашивания или комплексными причинами, в которых изнашивание играет доминирующую роль. Износ деталей различных групп по элементам составляет: 52% – цилиндрические поверхности; 3% – конические и сферические; 1% – плоские; 1% – профильные и фасонные; 2% – зубья и шестерни; 3% – шлицы; 5% – пазы; 10% – резьбы. Причем 13% поверхностей имеют нарушение макрогеометрии и формы; трещины и изломы обнаружены у 9% деталей [1]. Поэтому актуальными являются как разработка новых, так и совершенствование известных методов восстановления.

При восстановлении поверхностей деталей машин используют различные способы нанесения покрытий, позволяющие получать поверхность с требуемым химическим составом, высокой твердостью и износостойкостью. Наиболее перспективными являются электрофизические методы, использующие энергию электромагнитного поля [2]. Одним из таких ресурсосберегающих методов является электромагнитная наплавка.

Электромагнитная наплавка упрочняющего слоя

Изучение комбинированного упрочнения деталей, электромагнитной наплавкой с поверхностным пластическим деформированием предполагает в первую очередь исследование электромагнитных, а затем термомеханических кооперативных процессов.

Свободно падающий ферромагнитный порошок выстраивается в цепочки – электроды и подвергается интенсивному нагреву в электромагнитном поле. В результате его расплавления капли жидкого металла, соответствующие по составу отдельным фрагментам порошка, осаждаются на холодную металлическую подложку.

В зоне формирования поверхностного слоя, состоящей из деформирующего инструмента, разогретого при наплавке покрытия и холодной подложки – обрабатываемой детали, рассчитаны температурные поля (рис. 1). По нормальным и касательным нагрузкам на контактной площадке инструмента при низком и высоком разогреве покрытия определены поля эквивалентных напряжений (рис. 2). Тепловое и напряженное состояния технологической зоны показывают, что в результате совместных действий электромагнитных потоков при наплавке покрытия и динамических нагрузок при его пластическом деформировании в поверхностном слое, как в покрытии, так и за его пределами должны формироваться упрочняющие структуры.

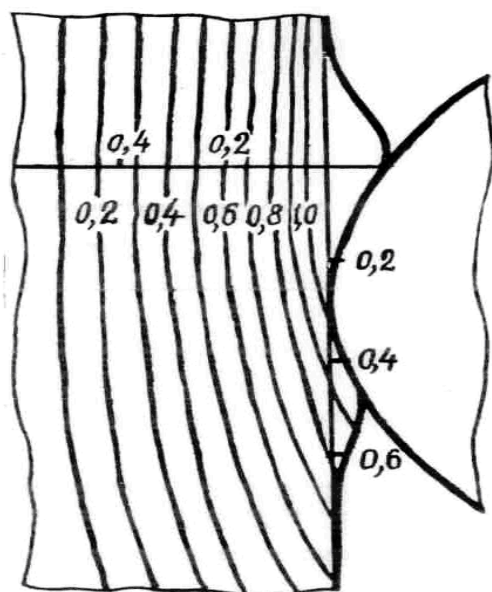


Рис. 1. Температурное поле детали (диаметр 40 мм) при деформировании наплавленного слоя в зоне формирования поверхности (1,0–200 °С)

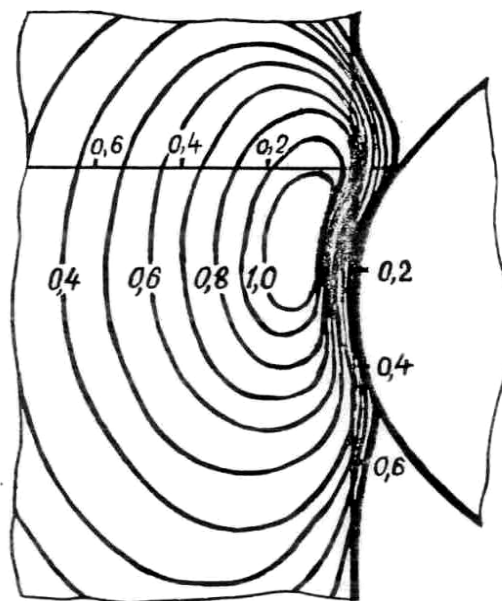


Рис. 2. Поле эквивалентных напряжений в зоне формирования поверхности (1,0–1000 МПа) при наплавке с поверхностным деформированием

Процессы электромагнитной наплавки рассматривались при нанесении порошков феррованадия Fe–V и быстрорежущей стали Р6М5Ф3 [2, 3].

При нанесении покрытий электромагнитной наплавкой на поверхности детали формируется износостойкий слой из материала порошка и наружной части подложки, упрочненной за счет нагрева с последующим быстрым охлаждением и диффузии элементов покрытия. Между покрытием и упрочненной подложкой располагается переходная зона небольшой толщины.

Наружная часть наплавленного слоя, независимо от состава используемого порошка, представляет собой конгломерат очень мелких металлических пластин из пересыщенного твердого раствора легирующих компонентов порошка в α - или γ -железе. Карбидных частиц ни в одном из исследованных покрытий не обнаружено, из-за их высокой дисперсности. В покрытиях из порошков Fe–V и Р6М5Ф3 пластины твердого раствора имеют столбчатое расположение, ориентированное в направлении максимального теплоотвода. Общим для всех покрытий является наличие микро пористости, с максимумом на наружной поверхности наплавленного слоя и уменьшающейся по объему и размерам пор при продвижении вглубь покрытия.

Переходная зона при электромагнитной наплавке без дополнительных механических воздействий очень узка.

При наплавке Fe–V аустенит в структуре покрытия отсутствует. Вследствие быстрой кристаллизации тугоплавкого покрытия и отвода тепла вглубь образца углерод диффундирует в материал покрытия, образуя тонкий переходной слой полной закалки, протяженность которого не превышает 10...15 мкм.

Под покрытием, при наплавке порошком Р6М5Ф3, располагается зона термического влияния со структурой неполной закалки. Условно эту зону можно разделить на две части. На участке, прилегающем к покрытию феррит носит следы рекристаллизации, а бывший перлит имеет троститно-мартенситную структуру. Для участка, удаленного от покрытия, изменение затрагивает только бывший перлит.

Описанным выше структурам соответствует и характер распределения микротвердости по сечению поверхностного слоя (рис. 3 и 4, кривые 1). Твердость наплавленного слоя относительно невысока $H_\mu = 600$ МПа. Это связано с наличием пористости и остаточного аустенита. В зоне полной закалки, структура которой содержит мартенсит, твердость повышается до $H_\mu = 700$ МПа, а затем, в соответствии с уменьшением концентрации углерода, снижается до значений, соответствующих твердости материала детали $H_\mu = 200$ МПа.



Рис. 3. Зависимости изменения микротвердости H_μ по глубине поверхностного слоя H после электромагнитной наплавки (1) и последующего поверхностного пластического деформирования (2) покрытия порошком FeV

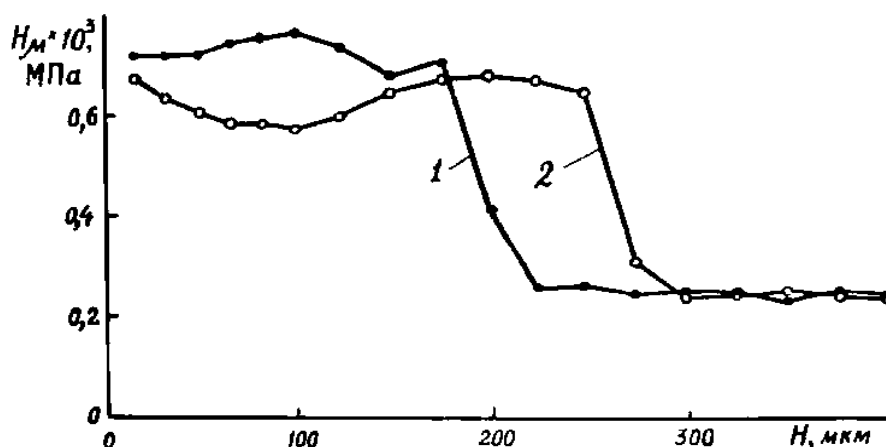


Рис. 4. Зависимости изменения микротвердости H_μ по глубине поверхностного слоя H после электромагнитной наплавки (1), последующего поверхностного пластического деформирования (2) покрытия порошком P6M5F3

Пластическое деформирование наплавляемой поверхности

Геометрические параметры поверхности при комбинированном упрочнении зависят главным образом от пластического деформирования, однако производительность процесса определяется электромагнитной наплавкой.

Изучение структур поверхностных слоев после комбинированного упрочнения позволяет отметить ряд особенностей по сравнению с наплавкой без последующего де-

формирования. Во-первых, достаточно высокая плотность и однородность наружной части наплавленного покрытия и менее плотная структура в более глубоких зонах, удаленных от поверхности, а также отсутствие ориентированного столбчатого, дендритного строения металла покрытия, присущего наплавке без деформирования. Во-вторых, сильно размыты границы между наплавленным слоем и подложкой, более развит диффузионный слой, в котором происходят превращения, соответствующие полной закалке. В-третьих, расширена зона термического влияния, фазовые превращения в ней развиты более глубоко, а изменение твердости при переходе от наплавленного слоя к подложке менее резко.

В зоне термического влияния после комбинированного упрочнения можно выделить несколько участков. На границе между наплавленным слоем и подложкой располагается участок полной закалки, состоящий из игольчатого мартенсита. К нему прилегает участок неполной закалки, состоящий из мартенсита, троостита и феррита. В феррите наблюдается дробление зерен в результате рекристаллизации, протекающей под воздействием нагрева и деформации. Это свидетельствует о действии пластической деформации не только на наплавленный слой, но и на поверхностные слои подложки.

Пластическая деформация высокоуглеродистого аустенита при больших температурах приводит к повышению плотности дефектов, вводимых в его структуру. В результате этого более полно осуществляется распад аустенита.

О протекании диффузионных процессов в переходном слое свидетельствует характер распределения легирующих элементов, входящих в состав порошка. Распределение ванадия в поверхностном слое при нанесении порошка Fe–V показывает, что его концентрация достигает на поверхности наплавленного слоя максимума – 8%, а затем плавно снижается в направлении подложки. О более глубоком протекании диффузионных процессов при наплавке с поверхностным деформированием свидетельствует также распределение микротвердости по глубине поверхностного слоя, которое носит немонотонный характер (рис. 3 и 4, кривые 2). Минимальная твердость наблюдается вблизи границы наплавленного слоя и подложки, что связано с перераспределением углерода, из-за его повышенной растворимости в жидкой фазе и с обезуглероживанием на границе раздела жидкой и твердой фаз.

Общая глубина упрочнения при поверхностном пластическом деформировании наплавленного слоя составляет 0,15...0,25 мм, в то время как без деформирования глубина упрочнения не превышает 0,10...0,15 мм.

Рентгеноструктурный анализ позволил оценить уровень микронапряжений, дисперсность структуры, содержание углерода в твердом растворе, охарактеризовать дислокационную структуру и идентифицировать фазы в структуре покрытия.

Рентгеноструктурные исследования наплавов порошком Р6М5Ф3 без последующего деформирования обнаруживают два типа пересыщенных твердых растворов: с решеткой ОЦК (мартенсит) и ГЦК (аустенит). В табл. 1 приведены результаты расчета рентгенограмм покрытий, которые после деформирования смещаются в сторону меньших углов, что связано с повышением плотности дефектов, вводимых в структуру α -твердого раствора. В покрытии из Р6М5Ф3 весь углерод находится в твердом растворе (табл. 2). Расчетные данные о плотности дислокаций показывают, что пластическое деформирование повышает плотность дефектов, вводимых в структуру мартенсита, а также уменьшает размеры блоков когерентного рассеяния (табл. 3).

Таблица 1. Результаты исследования и расчета рентгенограмм покрытий

Покрытие	Угол скольжения, θ_c , град	Параметр решетки, d/n
Р6М5Ф3 (без ППД) Р6М5Ф3 (с ППД)	Расчетные значения	
	22,40	2,020
	Экспериментальные значения	
	22,38 22,35	2,026 2,028

Таблица 2. Содержание углерода в мартенсите покрытий

Покрытие	Параметр решетки α -фазы, нм	Содержание углерода С в мартенсите, %
Р6М5Ф3 (без ППД)	0,2867	0,90
Р6М5Ф3 (с ППД)	0,2868	0,89

Таблица 3. Размеры блоков когерентного рассеяния и плотности дислокаций покрытий

Покрытие	Дисперсность блоков когерентного рассеяния D , нм	Физическое уширение линии β , рад	Плотность дислокаций ρ^* , см^{-2}
Р6М5Ф3 (без ППД)	30	$7,26 \cdot 10^{-4}$	$1,04 \cdot 10^{10}$
Р6М5Ф3 (с ППД)	20	$7,68 \cdot 10^{-4}$	$1,13 \cdot 10^{10}$

Оценка уровня микронапряжений демонстрирует, что они ниже, чем при других методах нанесения покрытий. Это положительно сказывается на эксплуатационных свойствах упрочненных деталей.

Заключение

Формирование текстуры в поверхностном слое, повышенная плотность дефектов кристаллического строения, образование дисперсных равномерно распределенных карбидов при электромагнитной наплавке с поверхностным пластическим деформированием способствуют повышению эксплуатационных свойств упрочненных деталей машин. Управляя кооперативными термомеханическими процессами при наплавке, термообработке и пластическом деформировании, посредством регулирования параметров электромагнитного поля, можно при комбинированной обработке создавать поверхностные слои с требуемым для эксплуатации качеством.

Список литературы

1. Акулович Л.М. Термомеханическое упрочнение деталей в электромагнитном поле. – Новополоцк: ПГУ, 1999. – 240 с.
2. Кожуро Л.М. Чемисов Б.П. Обработка деталей машин в магнитном поле. – Мн.: Наука и техника, 1995. – 232 с.
3. Хейфец М.Л. Проектирование процессов комбинированной обработки. – М: Машиностроение, 2005. – 272с.

ОСОБЕННОСТИ КИНЕТИКИ МИКРОТВЕРДОСТИ КРИСТАЛЛОВ ГИДРОФТАЛАТА КАЛИЯ ДО И ПОСЛЕ МАГНИТНОЙ ОБРАБОТКИ

Колдаева М. В., Турская Т. Н., Охрименко Т. М., Даринская Е.В.

Институт кристаллографии РАН, Москва

mkoldaeva@ns.crys.ras.ru

Введение

В работе [1] нами впервые было обнаружено влияние магнитного поля (МП) на микротвердость кристаллов гидрофталата калия (КАР). Было показано, что при одинаковых условиях магнитной обработки микротвердость на грани (010) падает, а на плоскости (100) x -среза – возрастает. В обоих случаях МП блокирует процесс старения поверхности. Процессы старения связывали с присутствием в кристалле примеси воды, захваченной при росте, и изменением ее состояния после приготовления образцов. Настоящая работа посвящена исследованию кинетики микротвердости кристаллов гидрофталата калия до и после магнитной обработки с целью получения новых данных, необходимых для понимания эффекта влияния МП на свойства КАР.

Методика экспериментов

Монокристаллы гидрофталата калия выращены из водного раствора методом понижения температуры [2]. Кристалл КАР, $C_8H_5O_4K$, относится к ромбической сингонии, точечная группа симметрии $mm2$, пространственная группа $Pca2_1$. Кристалл имеет совершенную спайность по (010) [3]. Для этих молекулярных кристаллов характерным является присутствие в них различных типов связей: ковалентных (внутримолекулярных), ионных (катион–анион), ван-дер-ваальсовых (между соседними молекулами), а также межмолекулярных водородных связей $O-H\cdots O$ (H-связей).

Заготовки для образцов выпиливались нитяной пилой из кристаллической були. Грани выводились механической полировкой на гладком мокром шелке. Измерения микротвердости проводились на гранях (010) и (100). Для измерений на грани (010) из заготовки по плоскости спайности выкалывались образцы, представляющие собой тонкие пластинки размером $3 \times 0.3 \times 7$ мм. Образцы для измерений на плоскости (100) размером $3 \times 3 \times 7$ мм перед экспериментом дополнительно полировались механически, а затем химической полировкой в воде снимался слой толщиной около 0.15 мм. Инден-тирование пирамидой Виккерса с усилием 0.2 Н и измерение диагонали отпечатка осуществлялись с помощью стандартной насадки к микроскопу Neophot-21. Следует отметить, что в случаях химико-механической полировки на мокром шелке и химической полировки в воде микротвердость x -среза (100) имела одно и тоже значение. При инден-тировании плоскости спайности (010) измерялась диагональ отпечатка вдоль x . При измерении микротвердости на плоскости (100) кристалл ориентировался так, что угол между измеряемой диагональю и z составлял 45° .

Для получения каждой экспериментальной точки использовались 3–5 образцов, приготовленных из двух кристаллов, вырезанных водяной пилой из одной пирамиды роста. Отдельно проверялось совпадение величины микротвердости в них. Усреднение проводилось по 50–150 измерениям микротвердости. За погрешность измерений принималась стандартная статистическая ошибка средней величины. Она составляла 2–4% по выборке из 50–150 измерений.

Более детально методика приготовления образцов и обработки результатов экспериментов описана в работе [1].

Кинетика микротвердости кристаллов гидрофталата калия в отсутствие магнитного поля

На рис. 1а представлены результаты измерения микротвердости на грани (010) в зависимости от времени, прошедшего с момента приготовления образцов из кристалла КАР1. Видно, что микротвердость контрольного образца (кривая 1) сразу после приготовления свежего скола имеет максимальное значение. С течением времени микротвер-

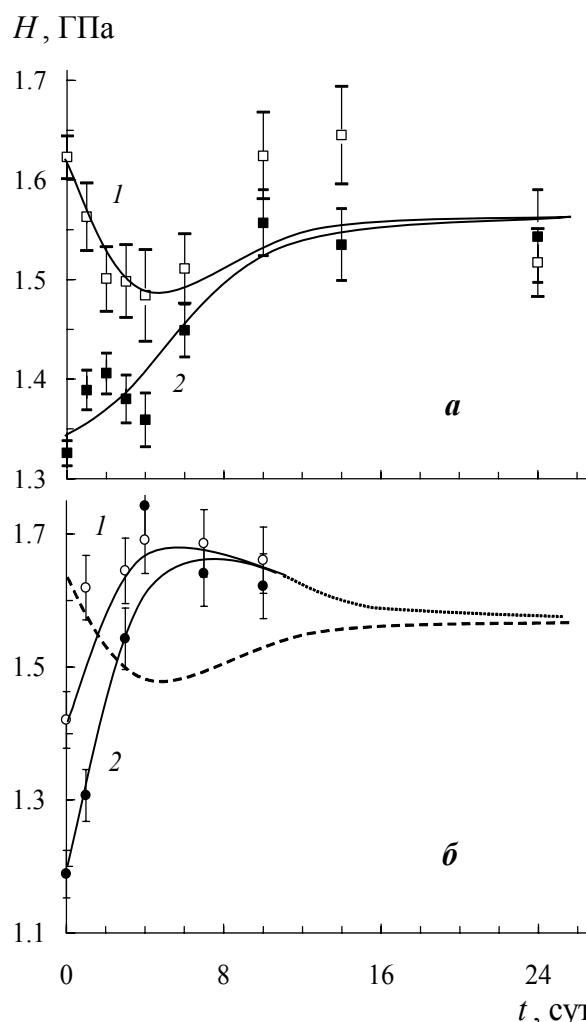


Рис. 1. Зависимость микротвердости грани (010) в неотожженном (а) и отожженном в потоке аргона (б) кристалле КАР1 от времени, прошедшего с момента приготовления зеркальных сколов. 1 – для контрольного образца; 2 – для образца, предварительно обработанного МП 0,9 Тл в течение 5 мин ($\mathbf{B} \parallel z$). Точечной кривой показано предполагаемое продолжение кривой 1 для отожженного образца. Штриховая кривая соответствует кривой 1 для неотожженного образца.

дость падает, достигая минимальной величины на четвертые сутки. Снижение микротвердости в этом кристалле мы связывали с выходом примесной воды из кристалла после его раскалывания. Основанием для такого предположения послужила работа [4], где сообщалось о фиксировании масспектрометром молекул с массой 18 а.е.м. во время раскалывания кристалла КАР в вакууме. По мнению авторов [4] молекулы воды равномерно распределены вдоль плоскостей (010) и могут десорбировать с поверхности спайности при отщеплении пластины. При отжиге кристаллов наблюдали потерю массы, также видимо связанную с потерей воды при нагреве [4].

Для уменьшения количества примеси воды кристаллы КАР1 отжигались в потоке аргона. Существенное изменение характера зависимости микротвердости от времени у образцов из отожженных кристаллов КАР1 показано на рис. 1б, кривая 1. Сразу после раскалывания у отожженных образцов микротвердость минимальна, что можно объяснить существенно меньшим количеством воды, а последующее увеличение микротвердости упрочнением кристалла за счет поглощения воды из воздуха. Судя по ходу экспериментальной кривой 1 на рис. 1б, микротвердость отожженных образцов КАР1 с течением времени должна придти к тому же равновесному значению, что и у неотожженных. Предполагаемый ход кривой 1, спустя более 10 суток после приготовления свежего скола, показан точечной кривой на рис. 1б.

Оказалось, что во многих кристаллах КАР микротвердость грани (010) практически не меняется на протяжении 25 суток с момента приготовления свежего скола (кривые 1 для кристаллов КАР2 и КАР3 на рис. 2а и 2б, соответственно). Проведенный методом эмиссионной спектроскопии химический анализ выявил, что в кристаллах КАР2 содержится 2×10^{-4} масс.% примеси железа, в КАР3 – 2×10^{-3} масс.%, а в КАР1 – 7×10^{-4} масс.%, количество остальных примесей в пределах точности метода совпадает. Старение же поверхности наблюдает-

ся только у кристаллов КАР1. Таким образом, можно предположить, что различие характера зависимостей микротвердости от времени у этих кристаллов гидрофталата калия связано именно с разным количеством примеси воды. Наличие примеси воды про-

H , ГПа

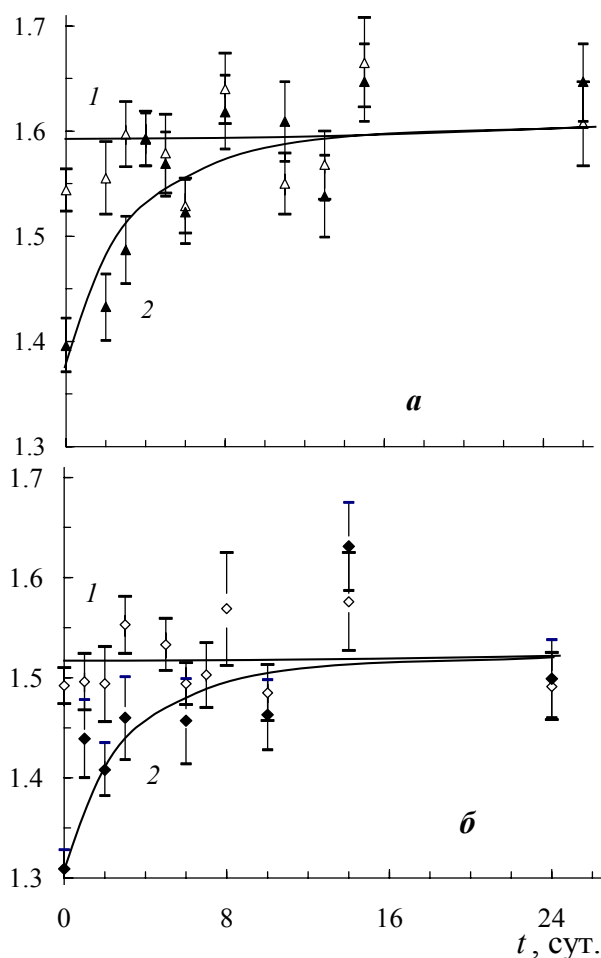


Рис. 2. Зависимость микротвердости грани (010) в кристаллах КАР2 (а) и КАР3 (б) от времени, прошедшего с момента приготовления зеркальных сколов. 1 – для контрольного образца; 2 – для образца, предварительно обработанного МП 0.9 Тл в течение 5 мин ($\mathbf{B} \parallel z$).

зованием упрочненного слоя из-за медленной диффузии воды в глубь кристалла. Толщина такого слоя сравнима с глубиной отпечатка индентора ~15 мкм, поскольку снятие слоя при полировке возвращает значение микротвердости.

контролировать методами ИК-спектроскопии, КРС не удалось, в спектрах не было выявлено линий, характерных для молекул воды, возможно, из-за их небольшого количества. С помощью термического анализа удалось увидеть небольшую потерю массы при нагревании кристаллов КАР1 в области температур до 180°C, составляющую 0,6–1 масс.%, которой не наблюдается в кристаллах КАР3. Этот факт нельзя интерпретировать как десорбцию воды, поскольку такая величина потери массы сравнима с толщиной линии дериватограммы, хотя и меньше оценки 3,5 масс.%, полученной в работе [4] по потере образцом массы при отжиге.

Приготовление образца для измерения микротвердости на поверхности х-среза (100) связано с его полировкой в воде. Независимо от способа обработки (химико-механическая на мокром шелке или химическая без контакта кристалла с какой-либо поверхностью) сразу после подготовки образца микротвердость грани (100) имеет минимальное значение (кривая 1 на рис. 3), постепенно увеличиваясь со временем. Микротвердость, которая достигается на 25-е сутки, больше не меняется и остается постоянной спустя очень длительное время. Именно такую микротвердость имеют кристаллы до полировки. По-видимому, этот рост микротвердости после полировки связан с обра-

Влияние магнитного поля на кинетику микротвердости кристаллов гидрофталата калия

Для изучения влияния магнитного поля на кристаллы гидрофталата калия на грани (010) кристалл раскалывали по плоскости спайности. Один из свежих зеркальных сколов помещался в постоянное магнитное поле 0,9 Тл на 5 мин ($\mathbf{B} \parallel z$), другой – оставался контрольным. Затем измерялась микротвердость обеих поверхностей в зависимости от времени, прошедшего с момента приготовления скола на протяжении 7–25 суток. После выдержки в магнитном поле 0,9 Тл в течение 5 мин величина микротвердости всех исследованных кристаллов (КАР1–КАР3) уменьшается (кривые 2 на рис. 1а,

2а, 2б, соответственно) по сравнению с контрольным зеркальным сколом образца, который обсуждался в предыдущем разделе. Влияние магнитного поля максимально сразу после воздействия, в течение нескольких суток происходит медленная релаксация и на 7–8 сутки микротвердость возвращается к исходной величине.

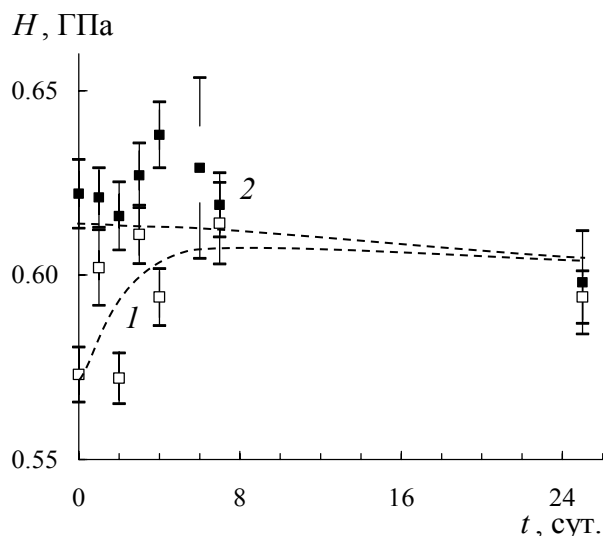


Рис. 3. Зависимость микротвердости грани (100) в кристалле от времени, прошедшего с момента полировки. 1 – для контрольного образца; 2 – для образца, предварительно обработанного МП 0.9 Тл в течение 5 мин ($\mathbf{B} \parallel z$).

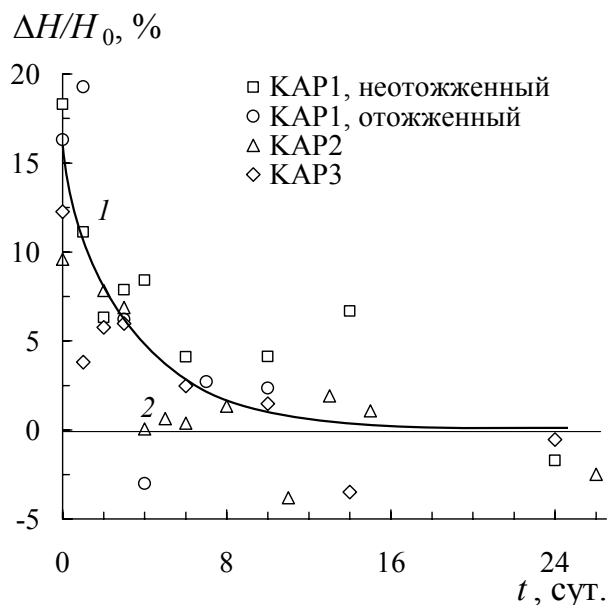


Рис. 4. Зависимость относительной разницы величин микротвердости на грани (010) контрольных и образцов, обработанных МП 0.9 Тл в течение 5 мин ($\mathbf{B} \parallel z$) от времени, прошедшего после выдержки образцов в МП.

графической плоскости, на которой проводятся испытания. После выдержки образца в магнитном поле 0.9 Тл в течение 5 мин ($\mathbf{B} \parallel z$) микротвердость x -среза (100) увеличивается (кривая 2 на рис. 3). Микротвердость после магнитной обработки близка по величине к микротвердости состаренных после полировки образцов и очень слабо меняется со временем. Можно предположить, что изменения, происходящие в кристалле в маг-

После магнитного воздействия кинетика микротвердости кристаллов КАР1 отлична от КАР2 и КАР3 как и в отсутствие магнитного поля. После магнитной обработки в кристаллах КАР1 старение поверхности первые три суток идет гораздо медленнее, чем в контрольных образцах, не побывавших в магнитном поле (рис. 1а). В кристаллах КАР2 и КАР3, где у контрольных образцов нет эффекта старения поверхности, восстановление микротвердости до исходного уровня имеет монотонный характер (рис. 2).

В отожженных кристаллах КАР1, содержащих гораздо меньшее количество межслоевой воды, микротвердость также уменьшается после выдержки образцов в магнитном поле, а начальный наклон кривых зависимостей $H(t)$ не меняется в результате магнитной обработки кристалла (рис. 1б). Таким образом, примесь воды не является причиной изменений, происходящих в кристаллах гидрофталата калия в магнитном поле. Оказалось, что изменение микротвердости после магнитной обработки не зависит и от количества примеси железа в кристаллах КАР в диапазоне $2 \times 10^{-4} - 2 \times 10^{-3}$ масс.%. Как можно видеть на рис. 4, зависимость относительного изменения микротвердости после магнитного воздействия у всех испытанных кристаллов практически совпадает. На рис. 4 величина $\Delta H(t)/H_0(t)$ соответствует относительной разности микротвердости контрольного и образца после выдержки в магнитном поле. Таким образом, практически нет корреляции изменения микротвердости после магнитной обработки от количества примеси железа в диапазоне $2 \times 10^{-4} - 2 \times 10^{-3}$ масс.%.

Знак эффекта зависит от кристаллографической плоскости, на которой проводятся испытания. После выдержки образца в магнитном поле 0.9 Тл в течение 5 мин ($\mathbf{B} \parallel z$) микротвердость x -среза (100) увеличивается (кривая 2 на рис. 3). Микротвердость после магнитной обработки близка по величине к микротвердости состаренных после полировки образцов и очень слабо меняется со временем. Можно предположить, что изменения, происходящие в кристалле в маг-

нитном поле, позволяют примеси воды быстро проникнуть и закрепиться в приповерхностных слоях, а в отсутствие магнитного поля на эти процессы требуется несколько суток.

Повторная магнитная обработка кристаллов не влияет на микротвердость плоскости (100), но на грани (010) эффект полностью повторяется после релаксации. Если образцы с полированной поверхностью x -среза (100) хранить длительное время, то после выдержки их в магнитном поле на этой грани микротвердость также не изменяется. Для наблюдения эффекта влияния магнитного поля на микротвердость грани (100) необходимо сделать свежую полировку.

Обсуждение полученных результатов и выводы

Влияние слабых магнитных полей на механические свойства немагнитных кристаллов (магнитопластический эффект) наблюдается как в микро-, так и в макропластичности (см., например обзоры [5–8]). Он обусловлен влиянием магнитного поля на спин-зависимые электронные переходы либо в системе дислокация–парамагнитный примесный центр, либо в магниточувствительных комплексах точечных дефектов. Механизмы таких спин-селективных реакций хорошо известны в спиновой химии [9] и удовлетворительно объясняют влияние магнитного поля на подвижность дислокаций в немагнитных кристаллах.

Как было показано в работе [1], эффект влияния магнитного поля на свойства КАР является объемным эффектом и не зависит от предварительной термообработки кристалла. Кроме того, в КАР эффект повторяется многократно после релаксации. Эти факты, а также деформационные особенности кристаллов (наблюдаемые нами и изученные ранее в [10]): отсутствие дислокационных розеток вокруг отпечатка индентора, разрушение образца по плоскостям спайности при испытаниях в деформационной машине, а также наблюдение упругой деформации методами внутреннего трения, позволяют исключить дислокационные механизмы деформации в кристаллах гидрофталатов. Отсутствие корреляции изменения микротвердости после магнитной обработки от количества примеси железа в кристаллах КАР в диапазоне 2×10^{-4} – 2×10^{-3} масс.% не позволяет предположить, что изменения в МП происходят в примесных комплексах.

С другой стороны чувствительность кинетики микротвердости к примеси воды говорит о том, что эта примесь является индикатором изменений, происходящих в МП, возможно, в структуре кристалла. Конечно, с помощью наших методик нельзя определить, появление каких долгоживущих состояний инициировало магнитное поле. Метод КРС также не выявил изменений в спектре КАР после магнитной обработки. Возможно, в этих кристаллах магнитное поле влияет на распределение электронной плотности в межмолекулярной водородной связи. В рамках такой гипотезы примесь воды должна быть чувствительна к состоянию групп $O-H\cdots O$ кристалла, что мы и наблюдаем по кинетике микротвердости.

Работа частично поддержана грантом РФФИ № 05-02-16825.

Список литературы

1. М. В. Колдаева, Т. Н. Турская, Е. В. Даринская, Кристаллография **50**, 312–318 (2005).
2. Л. М. Беляев, Г. С. Беликова, А. Б. Гильварг, И. М. Сильверстова, Кристаллография **14**, 645–651 (1969).
3. Т. А. Еремина, Н. Г. Фурманова, Л. Ф. Малахова, Т. М. Охрименко, В. А. Кузнецов, Кристаллография **38**, 236–240 (1993).
4. О. Ф. Поздняков, Б. П. Редков, А. С. Смирнов, Г. С. Беликова, В. Р. Регель, Н. Л. Сизова, Т. М. Охрименко, Кристаллография, **33**, 994–999 (1988).

5. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, М. В. Колдаева, Е. А. Петржик, Кристаллография, **48**, 826–854 (2003).
6. Ю. И. Головин, ФТТ **46**, 769–803 (2004).
7. Р. Б. Моргунов, УФН **174**, № 2, 131–153 (2004).
8. А. А. Урусовская, В. И. Альшиц, А. Е. Смирнов, Н. Н. Беккауер, Кристаллография **48**, 855–872 (2003).
9. А. Л. Бучаченко, Р. З. Сагдеев, К. М. Салихов, Магнитные и спиновые эффекты в химических реакциях. Новосибирск: Наука, 1978. 296 с.
10. Н. Л. Сизова, Л. А. Лутфуллаева, В. Р. Регель, С. И. Дохновская, И. М. Сильверстова, Г. С. Беликова, Т. Н. Турская, Кристаллография **37**, 1047 (1992).

УДК 669.295:539.52(438)

ИЗМЕНЕНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ И СОПРОТИВЛЕНИЯ ДЕФОРМИРОВАНИЮ ПРИ СВЕРХПЛАСТИЧНОМ ТЕЧЕНИИ СПЛАВОВ

Аубакирова Р. К.

*Институт космических исследований,
Алматы, Казахстан*

Для инициирования и развития эффекта сверхпластичности в металлах и сплавах применяется предварительная подготовка материала путём термической или термомеханической обработки. При этом одновременно с резким повышением пластичности металлов происходит сильное снижение их прочности [1]. Существенный интерес представляет изучение дальнейшего поведения металлов, их механические свойства и структура как в процессе сверхпластической деформации, так и после неё т. к. это предопределяет впоследствии служебные свойства изделий.

Эксперименты проводились на сплаве титана с 5% алюминия 1,5% ванадия и 1,2% молибдена в различных исходных состояниях: отожжённом, горячекованном с закалкой, закалённом из верхнего интервала температур α - фазы, из $(\alpha + \beta)$ и из β - области. Растяжение образцов проводилось в диапазоне температур от 800 до 1050⁰С с различными скоростями деформации. В ходе пластического деформирования проводилась фиксация размеров образца с одновременным измерением действующего усилия по методике [2] для построения кривых истинных напряжений течения. После разрыва половинки образцов закачивали в ледяной воде, а затем готовили продольные шлифы для изучения микроструктуры. Это позволяет проследить изменение микросложения образца при постоянной температуре, начиная от недеформированной головки вплоть до места разрушения, оценивая влияние степени пластической деформации на строение сплава.

Результаты экспериментов показали, что сверхпластичность в сплаве Ti–Al–V–Mo наблюдается в температурном интервале от 850 до 1000⁰С, причём возникновение и развитие эффекта очень сильно зависит от исходного состояния материала. Наибольшая пластичность достигается у горячекованных мелкозернистых образцов (рис. 1 кривая 2), достаточно высокие показатели отмечаются у закалённых сплавов и самое слабое проявление сверхпластичности наблюдается у равновесных отожженных образцов.

Исследуемые сплавы относятся к классу «бетированных» или «псевдо»-твёрдых растворов, т.е. это α -сплавы титана с малым содержанием второй фазы и с достаточно

широкой температурной областью ($\alpha + \beta$). Именно на эту область и приходится интервал развития эффекта сверхпластичности, причём на кривой зависимости удлинения от температуры чётко выделяются два всплеска. Один из них связан с полиморфным переходом титана $\alpha \leftrightarrow \beta$ вблизи 882°C , второй приближен к переходу в β - область, т.е. это эффект сверхпластичности превращения. Максимальные значения удлинения во всплесках пластичности достигают 445% и 425%, что является очень большой величиной для высоколегированных жаропрочных сплавов.

В равновесном отожжённом сплаве эффект сверхпластичности развивается очень слабо, на температурной кривой удлинения (рис. 1, кривая 1) наблюдаются небольшие всплески, где максимальное значение пластичности 110% приходится на область температур около 900°C , т.е. вблизи точки полиморфного превращения титана.

Предел прочности сплава с нагревом снижается до очень малых значений при высоких температурах, при этом сопротивление деформированию горячекованных образцов намного ниже, чем у отожжённых (рис. 2). Кривые истинных напряжений течения в сплавах Ti-Al-V-Mo представляют собой, как правило, диаграммы одного рода, просто оборванные разрушением на разных этапах деформирования. На рисунке 3 приведены типичные кривые течения сплава в разных состояниях, общим для которых является рост напряжений вплоть до точки σ_1 – порога «локализации деформации» по определению данному ранее в [2].

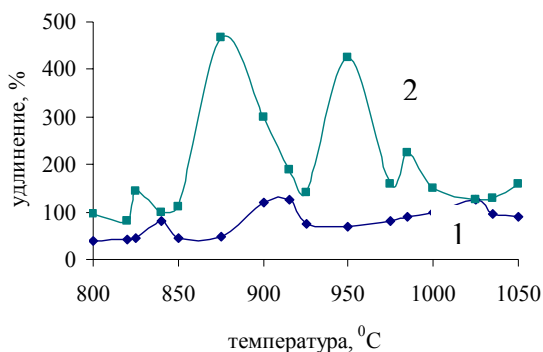


Рис. 1. Температурная зависимость удлинения образцов сплава Ti-Al-V-Mo, 1 – отожжённое состояние, 2 – горячекованное состояние. Скорость растяжения 4 мм/мин

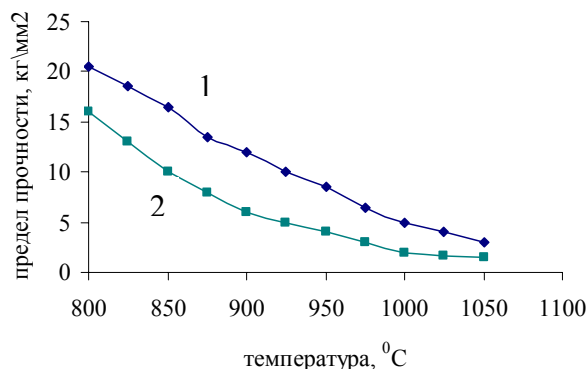


Рис. 2. Температурная зависимость предела прочности образцов сплава Ti-Al-V-Mo, 1 – отожжённое состояние, 2 – горячекованное состояние. Скорость растяжения 4 мм/мин

Далее следует значительное разупрочнение материала, при котором деформация продолжается в случае сверхпластичности (рис. 3а) при малых изменениях сопротивления деформированию, их небольшой осцилляции, а затем, при достижении удлинения более 100-200% начинается период резкого упрочнения до «порога разрушения» σ_2 при одновременном сильном ускорении локализации деформации.

Некоторой разновидностью этой основной кривой являются те, что изображены на рис. 3 пунктирной линией. У них завершающий этап деформации связан с разупрочнением, с активной локализацией деформации. В исследуемом интервале температур одновременно с деформацией развивается и фазовое превращение. Вследствие этого кривые течения представляют собой отражение взаимодействия этих двух процессов. Особые точки на кривых течения (максимумы, осцилляции, резкое возрастание показателей с деформацией) являются следствием, как развития локализации деформации, так и протекания превращения

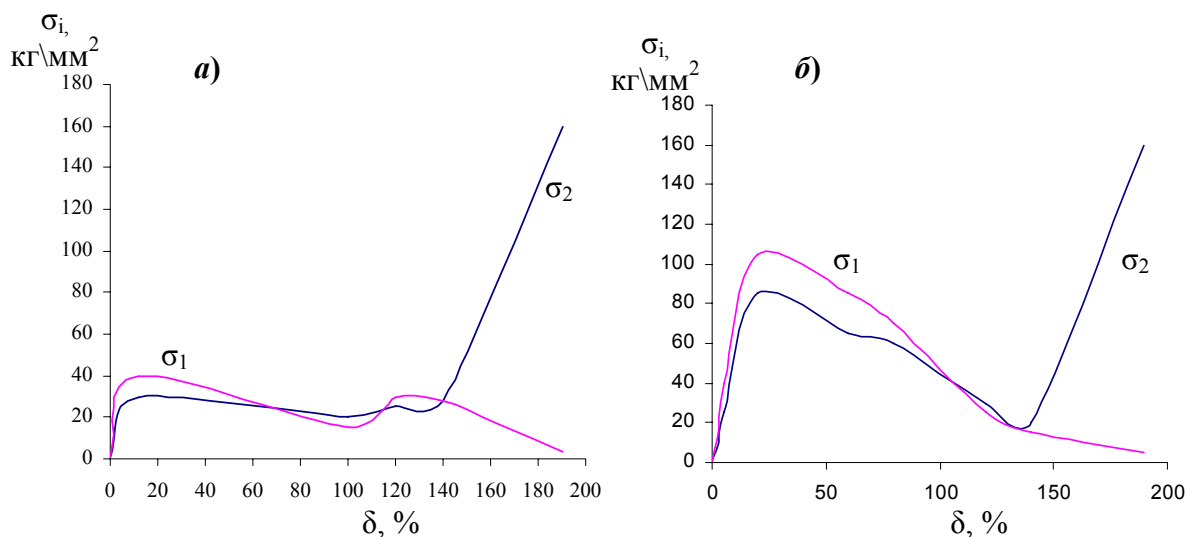


Рис. 3. Типичные кривые истинных напряжений течения при растяжении образцов сплава Ti–Al–V–Mo в области температур 800–1000⁰С для образцов в горячекованном (а) и отожжённом (б) состояниях

Влияние всех этих факторов – скорости деформации локализации её, температуры и фазовых переходов, на микроструктуру образцов весьма велико (рис. 3). Микростроение сплава Ti–Al–V–Mo в головках (рис. 4а) характеризуется двумя модификациями фаз, каждая из которых несёт на себе последствия, как заковки, так и горячейковки. Это остатки α - фазы, сохранившейся или выделившейся в процессековки при высокой температуре, зёрна которой имеют достаточно чётко выраженные границы, и раздробленные небольшие пластинчатые колонии превращенной β - фазы между ними. Увеличение температуры приводит к образованию мелкодисперсной глобулярной структуры (рисунок 4б, в).

Текущая деформация ещё в большей мере, чем повышение температуры, способствует перекристаллизации сплава. По мере увеличения степени деформации, т.е. при перемещении от недеформированной головки к месту разрушения разорванного образца видно глубокое изменение микроструктуры сплава (рис. 4 в, г). Перекристаллизация идёт в направлении выравнивания структуры. Сначала рассыпаются границы α - кристаллов, они вытягиваются вдоль оси растяжения, одновременно происходит дробление пластинок между ними, затем по мере приближения к области шейки структура становится более однородной, мелкозернистой, глобулярной (рис. 4в), одновременно появляется пористость. Поры возникают в начале локализации деформации и по мере её сосредоточения активно растут количественно и по размерам, вытягиваясь в направлении поверхности разрушения и образуя своеобразные каналы (рис. 4г). Пористость, как правило, связана с окончательной перекристаллизацией сплава, которая в свою очередь наиболее интенсивна в зоне локализации деформации.

Образование пор происходит лишь в очаге локализации деформации, т.е. там, где наиболее интенсивно взаимодействие развивающихся в сплаве фазовых или структурных превращений и пластической деформации. Возникновение пористости связано, скорее всего, с объёмным эффектом превращения, когда во время деформации развивается полиморфный переход $\alpha \leftrightarrow \beta$, меняется плотность металла и коагуляция образующихся вакансий приводит к пористости.

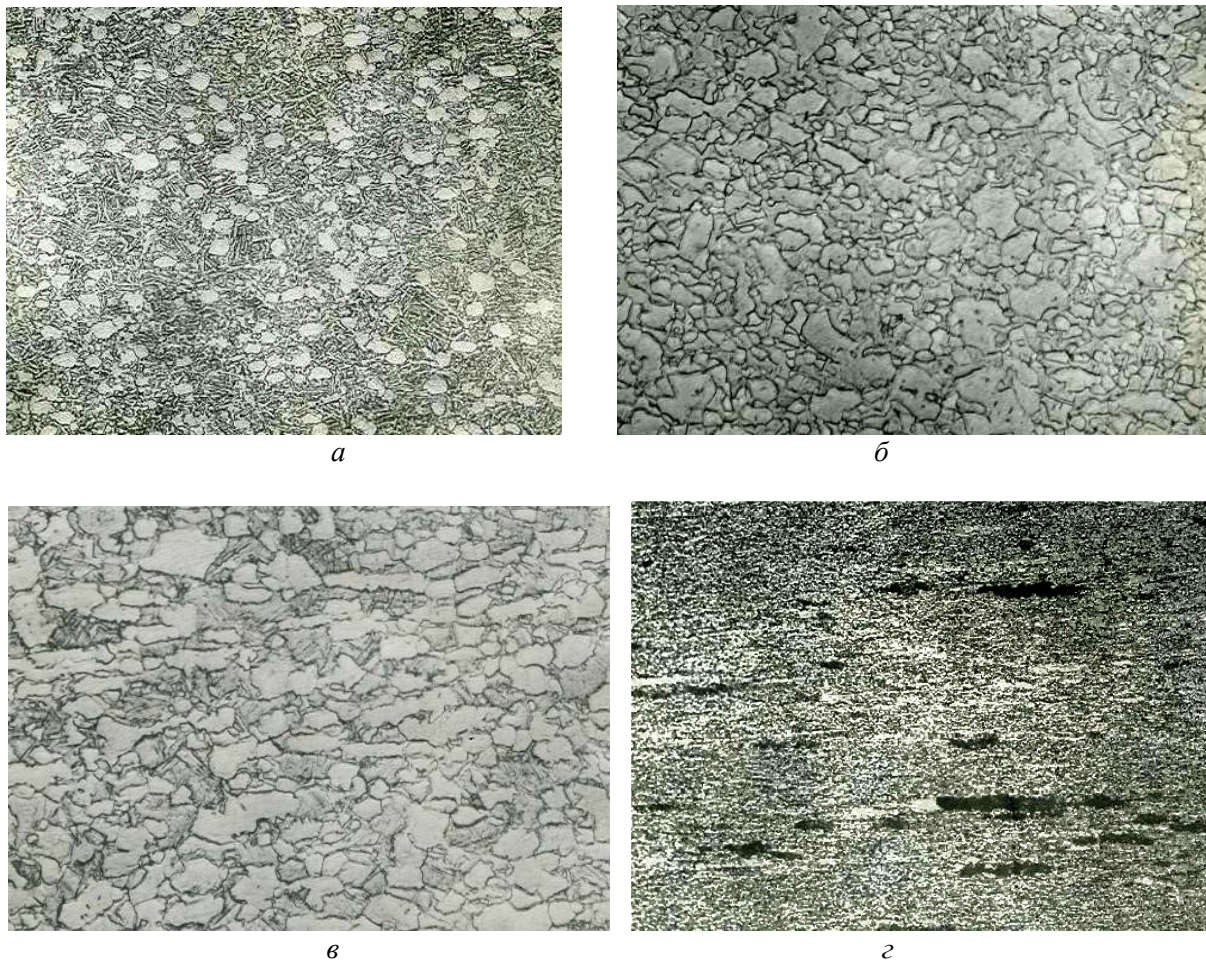


Рис. 4. Микроструктура сплава Ti–Al–V–Mo в недеформированных головках образцов (*а, б*), при высоких степенях деформации (*в*) и вблизи очага разрушения (*з*). Температуры: 900 (*а*), 1000 °C (*б, в, з*). $\times 100$ (*а*), 300 (*з*), 600 (*б, в*)

Обобщение всего экспериментального материала по свойствам сложнолегированных титановых сплавов приводит к выводу о том, что при промышленном использовании явления сверхпластичности инициирование его возможно путём термической и термомеханической обработки или при условии выявления реальных температурных интервалов всплесков пластичности, подбором оптимальных скоростей, учётом развития пористости и локализации деформации, а также неизотермичности производственных процессов обработки металлов давлением.

Список литературы

1. Аубакирова Р.К., Пресняков А.А., Ушков С.С., Байдельдинова А.Н. Сверхпластичность некоторых титановых сплавов. Наука. Алма-Ата. 1987. 212 с
2. Пресняков А.А., Аубакирова Р.К. Сверхпластичность металлических материалов. Наука. Алма-Ата. 1982. 232 с

УДК (539.26 + 539.533):669.71

СТРУКТУРА И МИКРОТВЕРДОСТЬ БЫСТРОЗАТВЕРДЕВШИХ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ Al – Zr – X (X = Mn, Ni, Co)

Сивцова П. А., Шепелевич В. Г.*

Белорусский государственный технологический университет, Минск, Беларусь
mikhalch@mail.ru

* *Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь*

Введение

Сверхбыстрая закалка из жидкой фазы, как основа для получения алюминиевых сплавов с таким набором характеристик, которые недостижимы при использовании традиционных технологий получения полуфабрикатов из слитков, в настоящее время является объектом многочисленных исследований [1–3]. Кристаллизация расплавов со скоростями $>10^5$ К/с приводит к образованию в алюминиевых сплавах метастабильных состояний: измельчению всех структурных элементов, включая размер зерна и частицы второй фазы, расширению областей существования твердых растворов, возникновению новых метастабильных фаз [2].

Дисперсные включения твердых термически стабильных интерметаллидных фаз могут оказывать разностороннее влияние на свойства сплавов в зависимости от их свойств, дисперсности и характера распределения в матрице. Во-первых, включения оказывают непосредственное упрочняющее действие, являясь препятствием для движения дислокаций; во-вторых, они оказывают упрочняющее действие, влияя на структуру матрицы (препятствуя прохождению процессов рекристаллизации и полигонизации) [1].

В настоящей работе рассмотрены результаты исследования фольг сплавов системы Al – Zr – X (X = Mn, Co, Ni), полученных методом центробежной кристаллизации расплава. Добавки циркония существенно повышают температуру рекристаллизации (примерно на 100 °С) и уменьшают размер зерна [4].

Методика эксперимента

Сплав состава Al–0,3 ат.% Zr был получен сплавлением чистых металлов 99,99% в индукционной печи. Данный сплав и чистый алюминий использовались для синтеза сплавов Al–0,15 ат.% Zr и Al–0,08 ат.% Zr. Тройные составы были получены сплавлением исходной системы Al–0,3 ат.% Zr со сплавами Al–2,0 ат.% Mn, Al–2,4 ат.% Co, Al–1,2 ат.% Ni в муфельной печи. Полученные сплавы имели следующий состав Al–0,2 ат.% Zr– 0,7 ат.% Mn, Al–0,2 ат.% Zr–0,8 ат.% Co, Al–0,2 ат.% Zr–0,4 ат.% Ni. Фольги синтезировались упрощенным методом центробежной закалки [5]. Капля расплава массой ~0,2 г инжигировалась на внутреннюю полированную поверхность быстровращающегося медного барабана диаметром 20 см, частота вращения которого составляла 1500 об/мин. Максимальная длина полученной фольги достигала 7 см, ширина — 10 мм. Для исследований отбирались фольги с толщиной в пределах 30...80 мкм. Скорость охлаждения, как показал расчет [4], достигала единиц 10^6 К/с. Сторона, прилегающая к кристаллизатору, имела зеркальную, а противоположная сторона — бугристую структуру.

Были проведены исследования структуры, механических и электрических свойств сплавов в исходном состоянии и после термической обработки. Поверхностная структура и химический состав образцов изучались посредством растрового электронного

микроскопа LEO 1455 VP. Рентгеноструктурный анализ проводился на дифрактометре ДРОН-3М в геометрии Брега–Брентано в монохроматизированном медном излучении. Текстура изучалась методом обратных полюсных фигур. Полюсная плотность дифракционных линий 111, 200, 220, 311, 331, 420 рассчитывалась по методу Харриса [6]. Прецизионная съемка профиля линии 420 служила для расчета параметра и микродеформации элементарной ячейки кристаллической решетки [7]. Погрешность определения параметра элементарной ячейки составила 0,01 %. Травление сплавов осуществлялось смесью состава: 14 частей HF, 43 части HNO₃ и 43 части HCl (травитель № 6 по справочнику [8]). Время травления до 60 с. Образцы травились этапами по 10 с до проявления структуры. Получение параметров микроструктуры и поверхностной ячеистой структуры осуществлялось методом случайных секущих в комбинации с линейным методом [9, 10]. Микротвердость фольги исследовалась с помощью ПМТ-3 с применением нагрузки 20 г. Погрешность измерения микротвердости не превышала 3 %. Изотермический отжиг быстрозатвердевшей фольги проводился от комнатной температуры до 620 °С через 30 °С с выдержкой по 20 мин при каждой температуре отжига. Последовательный изотермический отжиг проводился в течение нескольких часов при различных температурах.

Результаты и обсуждение

Поверхность, прилегающая к кристаллизатору, у фольг, полученных методом центробежной заковки расплава, характеризуется зеркальным блеском и малым перепадом высот (рис.1 а), за исключением воздушных каверн, возникающих, как известно [11], при сверхбыстрой заковке на вращающемся кристаллизаторе. Свободная бугристая сторона фольг, полученных центробежной заковкой расплава, покрыта многоугольными ячейками преимущественно с 5 или 6 сторонами, размером от 1 до 3 мкм. Типичная картина возникающей ячеистой структуры представлена на рис.1 б.

Отжиг не оказывает влияния на морфологию поверхности исследованных фольг. Размеры ячеек на бугристой стороне и в воздушных раковинах зеркальной стороны в процессе термической обработки не изменяются.

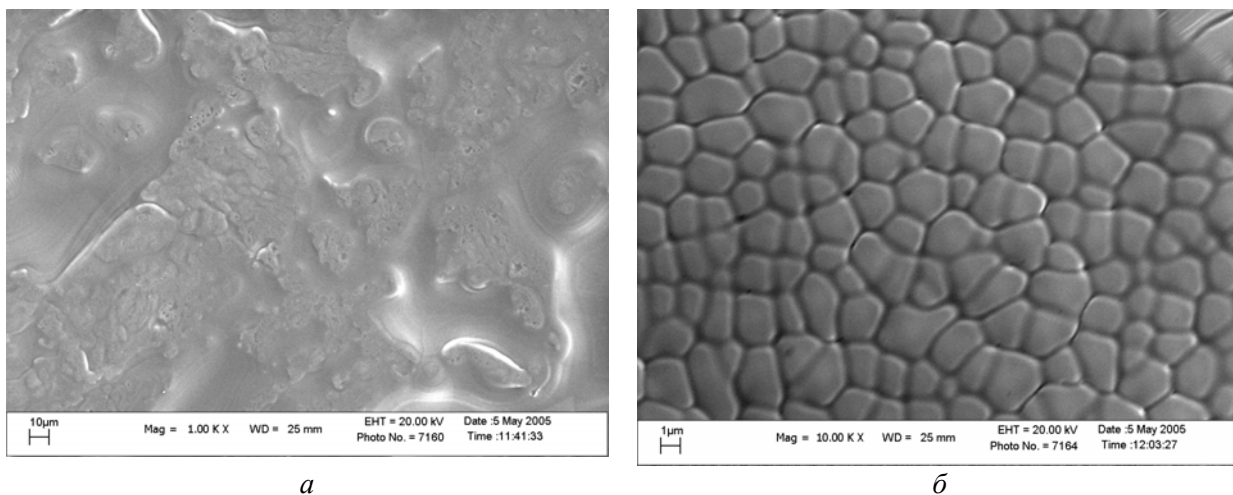


Рис. 1. Морфология поверхностей быстрозатвердевшей фольги сплава Al – 0,2 ат. % Zr – 0,7 ат. % Mn.

Предположение о формировании ячеистой структуры поверхности быстрозатвердевших материалов вследствие развитой конвекции было высказано в работах А. П. Ласковнева [12], но, к сожалению, не было подтверждено даже качественными оценками. Развивая количественно эту идею, мы произвели оценки возможности возникнове-

ния конвекции в расплаве при его охлаждении на поверхности барабана, а также определили причины её возникновения [13].

Основными видами конвекции, несмотря на возрастание эффективной силы тяжести в процессе центробежной закалки в 10^2 – 10^3 раз, оказываются конвекция Марангони (термокапиллярная) и капиллярно-концентрационная конвекция. Их совместное действие приводит к формированию сети ячеек Бернара, размеры которых определяются на финальной стадии затвердевания фольги.

Рентгенографические исследования показывают, что основной фазой всех исследованных сплавов является пересыщенный твердый раствор на основе алюминия α -Al. После высокотемпературного отжига при $T = 590$ °C, $t = 1$ ч на рентгенограммах фольг сплавов Al–0,2 ат.% Zr–0,7 ат.% Mn и Al–0,3 ат.% Zr, появляются дополнительные дифракционные линии, приведенные в табл. 1.

Таблица 1. Индицирование дополнительных рефлексов на рентгенограммах фольг сплавов Al–0,2 ат.% Zr–X (X = 0,7 ат.% Mn; 0,8 ат.% Co; 0,4 ат.% Ni)

Фольга		Al ₃ Zr	
2 θ , °	$d_{\text{эксп.}}$, Å	d , Å	hkl
30,4	2,94	2,936	110
52,8	1,73	1,733	109
53,4	1,72	1,713	213

Они были идентифицированы, как принадлежащие фазе Al₃Zr. На рентгенограммах, снятых после отжига при $T = 500$ °C, $t = 1$ ч, эти рефлексy зафиксированы не были, что свидетельствует об очень высокой термической стабильности твердого раствора. Можно утверждать, что распад пересыщенного твердого раствора Zr в Al происходит при температурах выше 500 °C, и действие циркония, приводящее к эффективному повышению температуры рекристаллизации, сохраняется и при использовании методов сверхбыстрой закалки из расплава.

Как известно [2, 4], добавки циркония увеличивают параметр решетки твердого раствора на основе алюминия. Влияние циркония в сплавах Al–0,2 ат.% Zr–0,8 ат.% Co и Al–0,2 ат.% Zr–0,4 ат.% Ni не компенсируется действием второго легирующего элемента, уменьшающего параметр кристаллической решетки, его значение для этих сплавов превышает таковой для чистого алюминия и составляют 0,4051 нм и 0,4054 нм соответственно. Воздействие же марганца противоположно по знаку и значительно превышает по величине действие циркония, вследствие чего параметр элементарной ячейки в сплаве Al–0,2 ат.% Zr–0,7 ат.% Mn ниже, чем в чистом алюминии, и составляет 0,4044 нм.

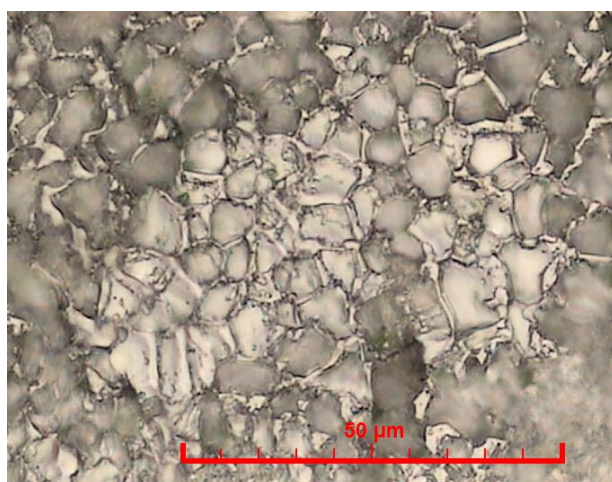


Рис. 2. Зеренная структура быстрозатвердевшей фольги сплава Al – 0,2 ат. % Zr – 0,7 ат. % Mn.

При быстром затвердевании в исследованных сплавах формируется микроструктура с размером зерен порядка нескольких микрометров. Форма зерен полигональная (рис. 2), с четкими тонкими границами. После отжига при $T =$

590 °C в течение $t = 5$ ч в сплавах системы Al–0,2 ат.% Zr–0,7 ат.% Mn наблюдается увеличение размера зерна в 2 раза до 4,5 мкм против 2,3 мкм в исходном состоянии.

Все исследованные образцы текстурированы в направлении $\langle 111 \rangle$, то есть активнее всего при кристаллизации формируются плоскости $\{111\}$, расположенные перпендикулярно направлению теплоотвода [2, 14]. На долю данной ориентации приходится от 40 до 60% объема фольги. Полученные фольги находятся в метастабильном состоянии, однако даже рекристаллизационный отжиг, приводящий к полной релаксации внутренних напряжений, не изменяет текстуры фольг, возникающей в процессе их получения путем сверхбыстрой закалки из расплава.

Фольгам присуща более ярко выраженная текстура со стороны, прилегающей к кристаллизатору и, соответственно, охлаждающейся быстрее. Максимальная скорость теплоотвода при методе центробежной закалки расплава достигается для слоев фольги, прилегающих к кристаллизатору, что и подтверждается результатами измерений полюсной плотности.

Известно, что преобладающей текстурой в алюминиевых сплавах, полученных традиционными методами кристаллизации, является текстура (100), так как плоскости $\{100\}$ имеют минимальную поверхностную энергию при контакте с расплавом, и поэтому данное кристаллографическое направление является преимущественным направлением роста дендритов [6, 15]. Возможность же формирования текстуры (111) следует из термодинамических расчетов движущей силы перемещения плоской межфазной границы “кристалл – жидкость”, совпадающей с той или иной кристаллографической плоскостью, учитывающих соответствующее изменение плотности жидкости перед фронтом кристаллизации, приведенных в работе [15]. Согласно с результатами вычислений, для плоскостей $\{111\}$, совпадающих с межфазной границей, дополнительная энергия для перемещения в нормальном направлении является минимальной.

Физическое уширение дифракционной линии (420) исследованных сплавов составляет единицы миллирадиан, причём для большинства из них величина физического уширения с зеркальной стороны выше, чем на бугристой. Можно утверждать, что микродеформации кристаллической решетки, вызванные наличием легирующих элементов, малоугловых границ зерен и совокупностей дислокаций [7, 16], в наших сплавах невелики и не превышают $5 \cdot 10^{-4}$.

Исследование микротвердости сверхбыстрозатвердевших фольг в исходном состоянии показало, что микротвердость фольг превышает микротвердость массивных литых гомогенизированных образцов тех же сплавов (табл. 2). Наблюдаемый эффект увеличения микротвердости объясняется формированием пересыщенного твердого раствора, образованием микрокристаллической структуры, внесенными на этапе получения фольг микродеформациями.

Таблица 2. Микротвердость сплавов в исходном состоянии, МПа

Сплав	Микротвердость фольги	Микротвердость массивных образцов	δ , %
Al – 0,3 ат. % Zr	357	323	11
Al – 0,15 ат. % Zr	315	288	10
Al – 0,08 ат. % Zr	283	265	7
Al – 0,2 ат. % Zr – 0,7 ат. % Mn	564	412	37
Al – 0,2 ат. % Zr – 0,8 ат. % Co	600	461	30
Al – 0,2 ат. % Zr – 0,4 ат. % Ni	542	396	37

Важными с практической точки зрения характеристиками сплавов алюминия, в которых при получении формируется пересыщенный твёрдый раствор, являются те изменения их свойств, которые можно получить при старении.

Для исследования поведения полученных фольг при старении был проведен изохронный отжиг. Большинство исследованных ранее бинарных сплавов либо имеют микротвердость монотонно спадающую с температурой [17–19], либо демонстрируют старение с единственным максимумом [20; 21]. Неярко выраженное двойное упрочнение наблюдалось лишь у сплавов системы алюминий–марганец [19].

Неотожженные фольги исследованных сплавов системы Al–Zr–X (X = Mn, Co, Ni) находятся в нестабильном состоянии. Выдержка образцов бинарного сплава Al–0,3 ат.% Zr при комнатной температуре в течение трех суток привела к понижению микротвердости до значений, характерных для технически чистого алюминия, после чего твердость остается неизменной (рис. 3 а). Аналогичная выдержка тройных сплавов демонстрирует сложное поведение микротвердости (рис. 3 б). Все образцы показали, в конечном счете, увеличение микротвердости после первых дней вылеживания с последующим ее уменьшением до значений, характерных для свежеполученных образцов, или даже более низких.

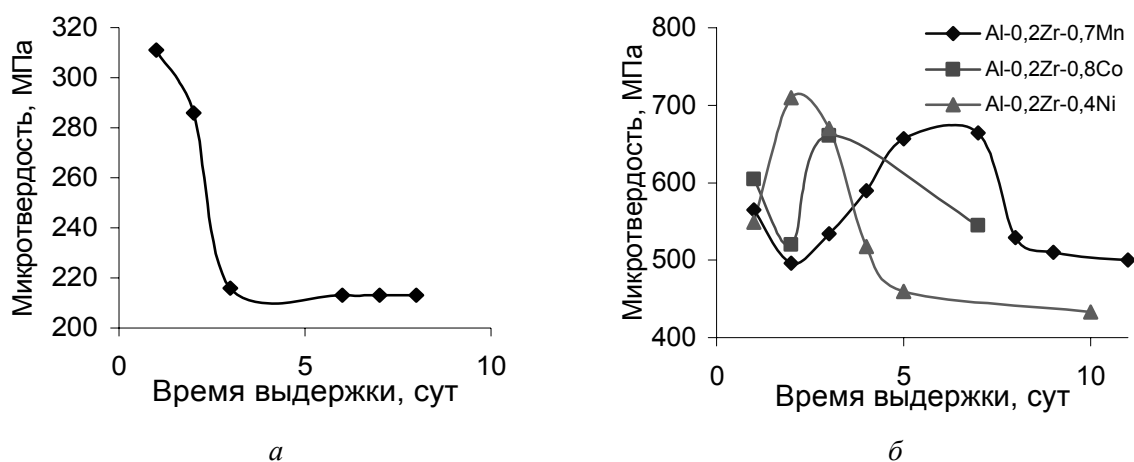


Рис. 3. Изменение микротвердости быстрозатвердевших фольг сплава Al–0,3 ат.% Zr (а) и сплавов системы Al–Zr–X (б) при выдержке их при комнатной температуре в течение нескольких суток.

Изохронный отжиг сплавов Al–Zr подтверждает результаты других авторов [1, 2, 22] о высокой термической стабильности пересыщенного твёрдого раствора циркония в алюминии. Отжиг до температуры 300 °C приводит к монотонному уменьшению микротвердости, когда прочность всех трёх сплавов практически сравнивается с микротвердостью чистого алюминия (рис. 4 а). При дальнейшем повышении температуры отжига микротвёрдость увеличивается, вплоть до ярко выраженного максимума при $T = 530$ °C. Дальнейший отжиг приводит к последовательному уменьшению микротвердости, связанному с протеканием процессов собирательной рекристаллизации и коалесценции включений Al_3Zr .

Процесс изохронного отжига тройных систем выявил сложное поведение микротвердости (рис. 4 б). Фольги всех трех систем имеют два максимума микротвердости в близких температурных интервалах: 110–260 °C и 380–590 °C для сплава Al–0,2 ат.% Zr–0,7 ат.% Mn; 110–230 °C и 350–530 °C для Al–0,2 ат.% Zr–0,8 ат.% Co; 140–320 °C и 440–590 °C для Al–0,2 ат.% Zr–0,4 ат.% Ni. Следует отметить, что в зависимости от вида третьего компонента меняются высота и ширина максимумов. Так, первый пик наи-

более высок для сплава с никелем, что по аналогии с быстрозатвердевшими сплавами системы Al–Ni–Cr [23] объясняется выделением мелкодисперсного интерметаллида Al_3Ni . Второй максимум микротвердости наиболее высок для сплава с марганцем, что объясняется взаимным усилением действия легирующих элементов. Для бинарного быстрозатвердевшего сплава системы Al–Mn характерны два слабо выраженных максимума микротвердости [19], а в бинарной системе Al–Zr существует пик микротвердости в высокотемпературной области как для фольг, так и для гранул, полученных со скоростями охлаждения $10^3\text{--}10^4$ К/с [22].

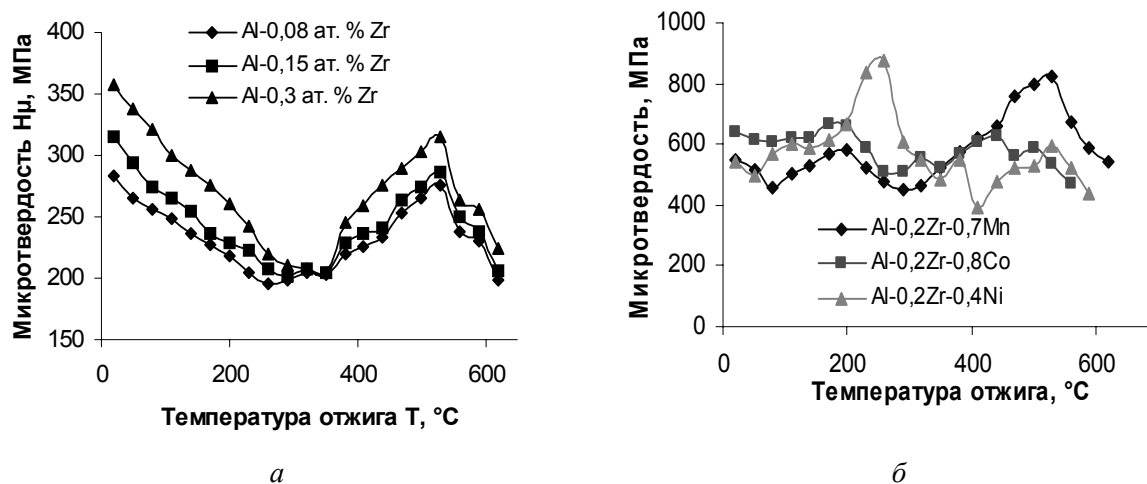


Рис. 4. Изменение микротвердости при изохронном отжиге быстрозатвердевших фольг сплавов системы Al–Zr (а) и сплавов системы Al–Zr–X (б).

Для подтверждения полученных результатов был проведен изотермический отжиг фольг всех составов. Как пример, на рисунке 5 а, б приведены зависимости микротвердости фольг сплава системы Al–0,3 ат. % Zr и сплава системы Al–0,4 ат. % Ni–0,2 ат. % Zr от времени выдержки при ступенчатом изотермическом отжиге.

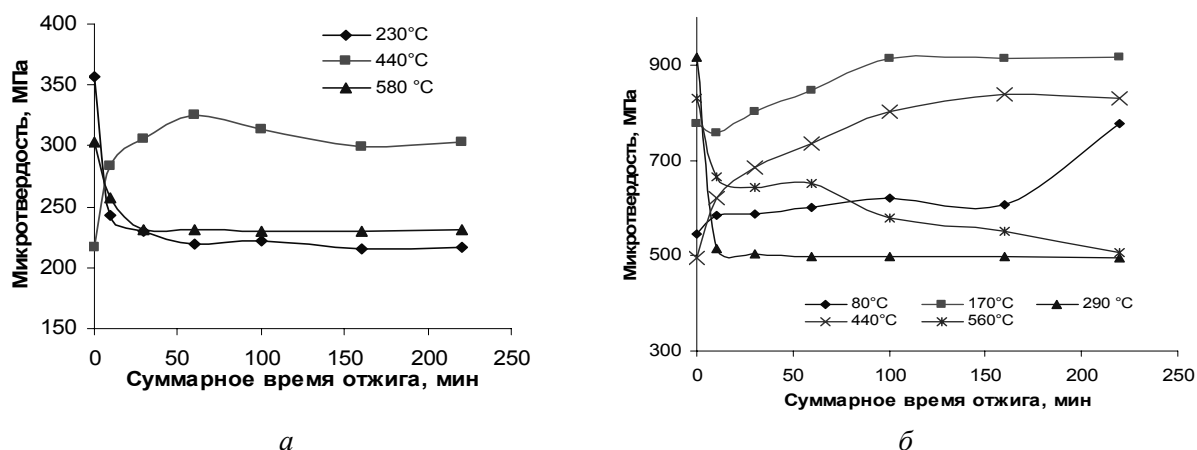


Рис. 5. Изменения микротвердости фольг от времени и температуры при ступенчатом изотермическом отжиге фольг сплава Al–0,3 ат. % Zr (а) и сплава Al–0,2 ат. % Zr–0,4 ат. % Ni (б).

Результаты этого вида отжига для всех исследованных сплавов подтвердили результаты изохронного отжига. Это доказывает, что наблюдаемое при изохронном отжиге двойное упрочнение не является особенностью данного вида отжига, а характерно для исследованных тройных быстротвердевших сплавов алюминия в целом.

Выводы

На основании исследования сверхбыстротвердевших фольг сплавов системы Al–Zr–X (X = Mn, Ni, Co) можно сделать следующие выводы:

1. Свободная поверхность фольг исследованных сплавов, а также каверны на противоположной стороне, имеют ячеистую структуру, формирующуюся вследствие развития термокапиллярно-концентрационной конвекции, связанной с изменением поверхностного натяжения расплава алюминия температурными и концентрационными флуктуациями.

2. Полученные в результате сверхбыстрой закалки фольги имеют микрокристаллическую структуру со средним размером зерна 2,3–4,5 мкм. Во всех фольгах формируется преимущественная текстура (111). Отжиг сплавов приводит к увеличению зерна в 2 раз, а также сохранению преимущественной ориентации (111) в процессе собирательной рекристаллизации.

3. Микротвердость сверхбыстротвердевших фольг превышает микротвердость массивных литых образцов в среднем на 50 % в результате формирования пересыщенного твердого раствора, образования микрокристаллической структуры. Значительное упрочнение сплавов при отжиге в интервалах температур 110–320 и 350–590 °C связано с последовательным выделением алюминидов переходных металлов.

Список литературы

1. Добаткин В. И., Елагин В. И. Гранулируемые алюминиевые сплавы. М.: Металлургия, 1981. 175 с.
2. Калинин А. С., Бергманн Г. В. Управляемое направленное затвердевание и лазерная обработка: теория и практика. Мн.: Технопринт, 2001. 367 с.
3. Васильев В. А., Митин Б.С., Пашков И.Н., Серов М.М., Скуридин А.А., Лукин А.А., Яковлев В.Б. Высокоскоростное затвердевание расплава (теория, технология и материалы). / Под ред. Б.С. Митина М.: "СП ИНТЕРМЕТ ИНЖИНИРИНГ". 1998. 400 с.
4. Мондольфо Л. Ф. Структура и свойства алюминиевых сплавов. М.: Металлургия, 1979. 640 с.
5. Мирошников И. С. Закалка из жидкого состояния. М.: Металлургия, 1982. 168 с.
6. Вассерман Г., Гревен И. Текстуры металлических материалов. М.: Металлургия, 1969. 654 с.
7. Горелик С. С., Расторгуев Л. Н., Скаков Ю. А. Рентгенографический и электронографический анализ металлов. М.: Металлургиздат, 1963. 256 с.
8. Беккерт М., Клемм Х. Способы металлографического травления: справ. М.: Металлургия, 1988. 400 с.
9. Физическое металловедение: В 3 т., т. 1: Атомное строение металлов и сплавов. / Под ред. Р.У. Кана, П.Т. Хаазена. М.: Металлургия, 1987. 640 с.
10. Салтыков С.А. Стереометрическая металлография. М.: Металлургия, 1976. 272 с.
11. Золотарева С.Н., Шумаков А.Н. // Физика металлов и металловедение. 1987. Т. 64, № 2. С. 349–357.
12. Ласковнев А.П. Композиционные материалы на основе порошковых сплавов алюминия. Гомель: ИММС НАНБ, 2002. 144 с.
13. Сивцова П.А., Сивцов И.А., Шепелевич В.Г. // Журнал функциональных материалов. 2007. Т. 1, № 4. С. 134–140.

14. Сивцова П.А., Шепелевич В.Г. // Актуальные проблемы прочности: материалы XLIV Международной конференции, Вологда, 3–7 октября 2005г. / ВоГТУ; отв. ред. В.А. Шорин. Вологда, 2005. С. 106.
15. Li D.Y., Szpunar I.A. // Mater. Sci. Lett. 1994. V. 13, № 21. P. 1521–1523.
16. Гусев А.И. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. 416 с.
17. Василевич Е.Ю., Шепелевич В.Г. // Машиностроение: республ. межведомств. сб. научных тр. Вып. 17. / гл. ред. И.П. Филонов. Мн.: УП «Технопринт», 2001. С. 256–260.
18. Василевич Е.Ю., Шепелевич В.Г. // Теоретическая и прикладная механика: межвед. сб. науч.-метод. ст. / под ред. И.П. Филонова. Мн.: УП «Технопринт», 2002. С. 204–207.
19. Ташлыкова-Бушкевич И.И., Гутько Е.С., Шепелевич В.Г., Василевич Е.Ю. // Материалы V международной конференции «Взаимодействие излучений с твердым телом». Минск, 6–9 октября 2003 года. Мн. 2003. С. 392–394.
20. Василевич Е.Ю., Гутько Е.С., Шепелевич В.Г. // Теоретические и технологические основы упрочнения и восстановления изделий машиностроения: сб. науч. тр. / ПГУ; под общ. ред. С.А. Астапчика, П.А. Витязя. Полоцк, 2001. С. 162–165.
21. Гутько Е.С., Шепелевич В.Г. // Машиностроение: республ. межведомств. сб. н. тр. Вып. 19 / Гл. ред. И.П. Филонов. Мн.: УП «Технопринт», 2003. С. 640–643.
22. Елагин В.И. Легирование деформируемых алюминиевых сплавов переходными металлами. М.: Металлургия, 1975. 284 с.
23. Сивцова П.А., Шепелевич В.Г. // Неорганические материалы. 2006. № 3. С. 307–311.

АНАЛИЗ НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ КОРПУСА УПАКОВОЧНОГО КОНТЕЙНЕРА ИЗ ЧУГУНА С ШАРОВИДНЫМ ГРАФИТОМ ПРИ ПАДЕНИИ

Казанцев А. Г., Радченко М. В.

НПО ЦНИИТМАШ, Москва

Для хранения и транспортировки отработавшего ядерного топлива используются специальные контейнеры, конструкция которых должна удовлетворять ряду требований безопасности, предусмотренных "Правилами безопасности при транспортировании радиоактивных материалов. НП-053-04". В связи с этим, контейнеры подвергаются испытаниям, имитирующим условия железнодорожной катастрофы, в том числе, падению с высоты на жесткое основание при различной ориентации оси контейнера, а также на штырь из мягкой стали заданных размеров так, чтобы контейнеру были нанесены максимальные повреждения.

В данной работе с использованием метода конечных элементов выполнен анализ напряженного состояния, динамических усилий и ускорений для одного из случаев – падения упаковочного контейнера ТУК-128 с высоты 1,5 м днищем на вертикально закрепленный металлический штырь. При этом было принято, что при падении ось контейнера совпадает с осью штыря, т.е. удар приходится в центр днища.

Корпус контейнера весом 9,4 т изготовлен из высокопрочного чугуна с шаровидным графитом. Расчетный предел текучести чугуна 177 МПа. Наружный диаметр корпуса около 1м, высота 1,5 м. Штырь изготовлен из стали с пределом текучести 280 МПа. Его высота 200 мм, диаметр 150 мм. Для упрощения расчетной схемы содержимое контейнера весом 400 кг добавлено к весу корпуса.

Решение данной задачи осуществлялось в осесимметричной модели. Упругопластические свойства материалов описывались на основе модели с кинематическим уп-

рочением, зависимость предела текучести от скорости деформирования – соотношением Купера–Саймонда.

Рассмотрены два варианта изготовления штыря – с плоским верхним торцом и со сферическим радиусом 75 мм. На рис.1 показаны принятые расчетные схемы (1/2 часть), включая основные компоненты контейнера, а также разбиение на конечные элементы. В зоне удара их размер составляет около 1 мм, что оказалось достаточным для обеспечения необходимой точности вычислений.

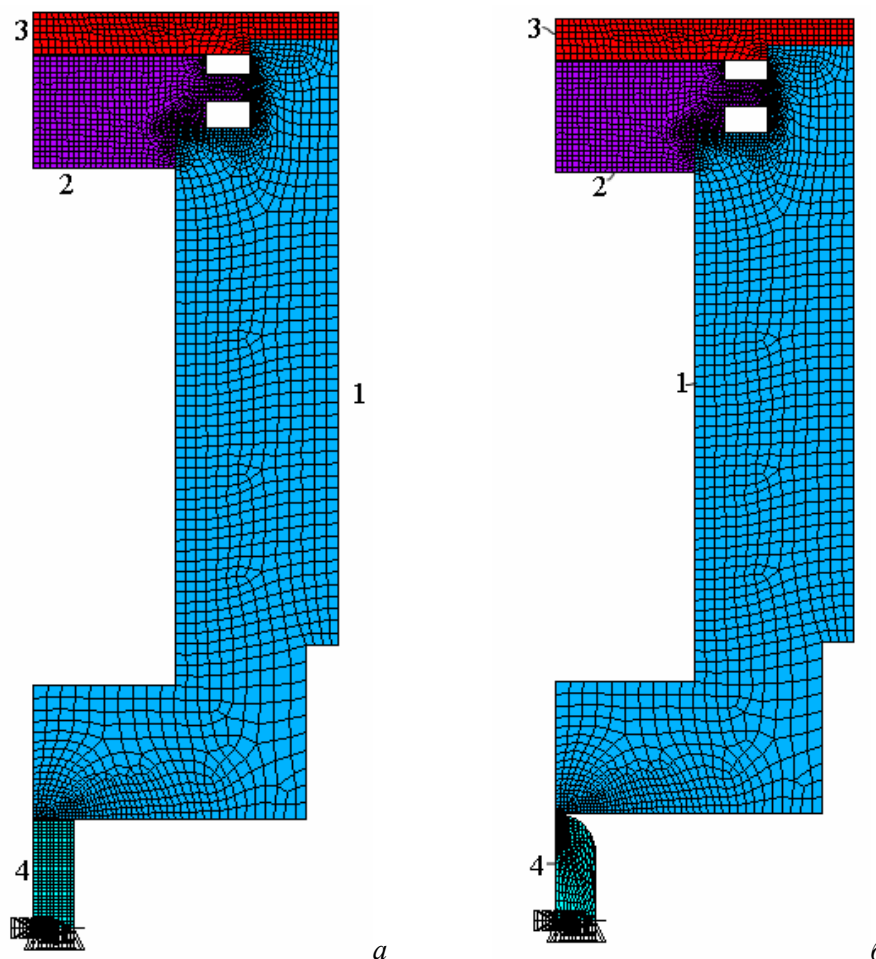


Рис.1. Расчетные схемы для случая падения контейнера на штырь с плоским торцом (а) и со сферическим торцом (б); 1 – чугунный корпус; 2 – основная крышка из нержавеющей стали; 3 – верхняя крышка из нержавеющей стали; 4 – штырь.

Результаты расчета (рис. 2–5) показали, что при падении контейнера на штырь с плоским торцом (в момент удара скорость контейнера около 25 м/сек) корпус контейнера деформируется упруго, величина напряжений в днище корпуса не превышает 160 МПа. В штыре возникли значительные пластические деформации. Он получил осадку около 20 мм, а максимальное увеличение диаметра составило 10 мм. На представленных рисунках напряжения приведены в Н/м², перемещения в метрах, деформации в относительных единицах.

При ударе о штырь со сферическим торцом штырь получил осадку порядка 30 мм и увеличение диаметра на 14 мм. Однако в этом случае в днище корпуса возникают пластические деформации и вмятина глубиной около 4 мм, а в зоне под ней в днище – остаточные растягивающие напряжения величиной до 140 МПа, рис. 6–8.

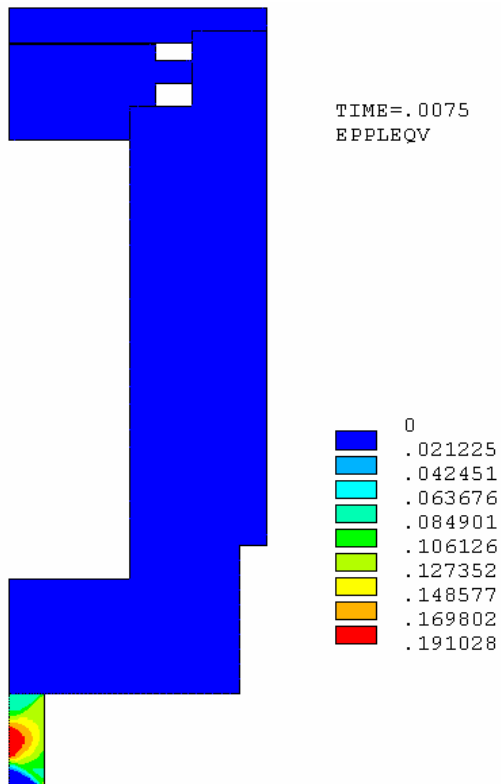


Рис.2. Распределение интенсивности пластических деформаций при ударе о штырь с плоским торцом

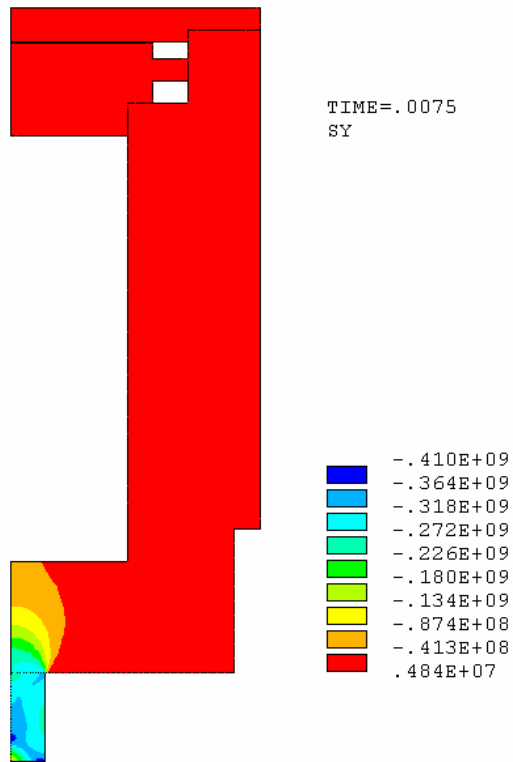


Рис. 3. Распределение осевых напряжений при ударе о штырь с плоским торцом

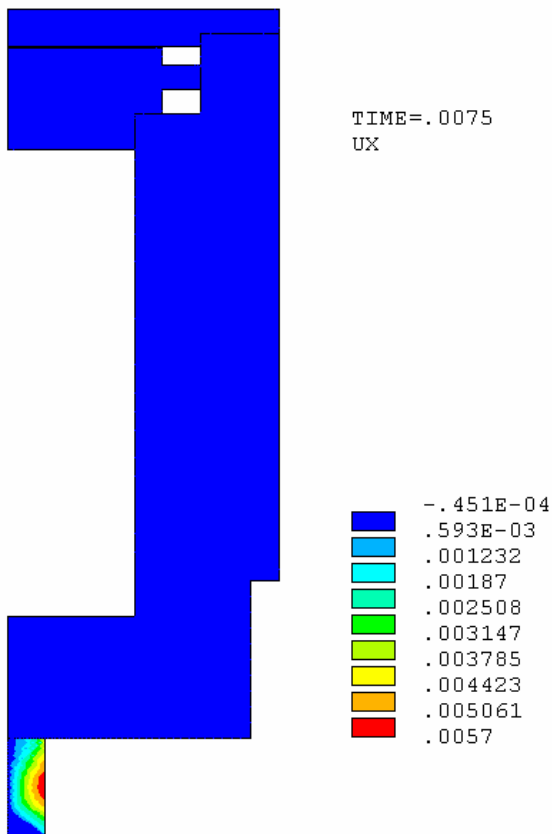


Рис. 4. Горизонтальные перемещения при ударе о штырь с плоским торцом

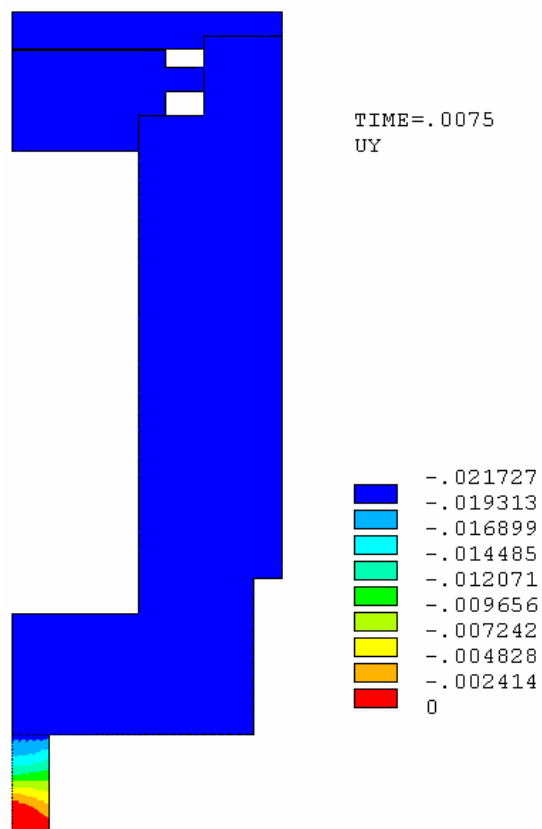


Рис. 5. Вертикальные перемещения при ударе о штырь с плоским торцом.

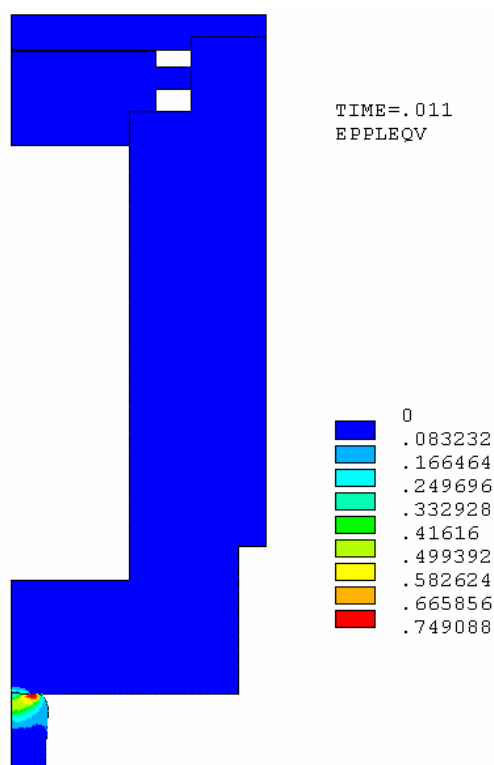


Рис. 6. Распределение пластических деформаций при ударе о штырь со сферическим торцом

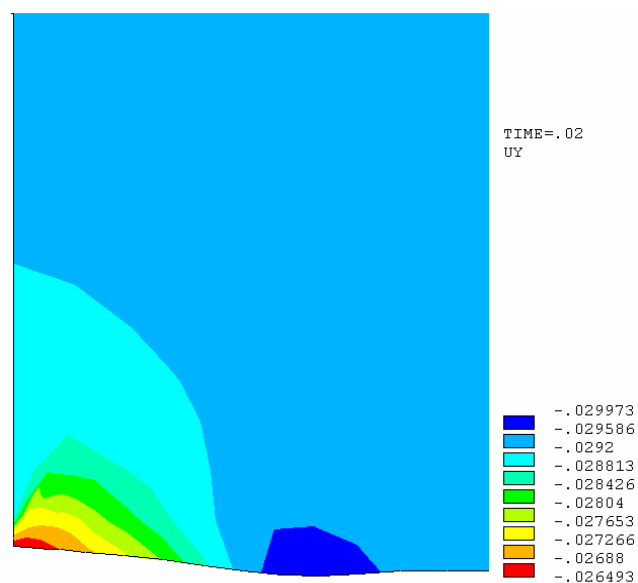


Рис.7. Характер вертикальных перемещений и размеры вмятины в днище корпуса при ударе о сферический торец

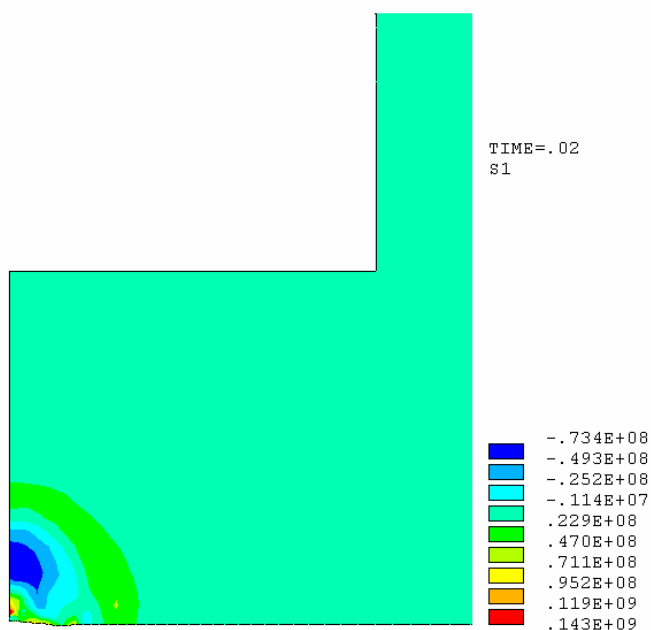


Рис.8. Распределение первого главного напряжения в зоне вмятины после удара о сферический торец

Представленные результаты были сопоставлены с экспериментальными данными, полученными при натурных испытаниях корпуса контейнера, выполненного на базе ОАО “КБСМ”. Падение контейнера осуществлялось на штырь с плоским торцом. На боковой поверхности корпуса были установлены датчики ускорения, сигнал которых показан на рис.10. Полученные в эксперименте данные достаточно хорошо согласуются с расчетом по длительности импульса и величине ускорений.

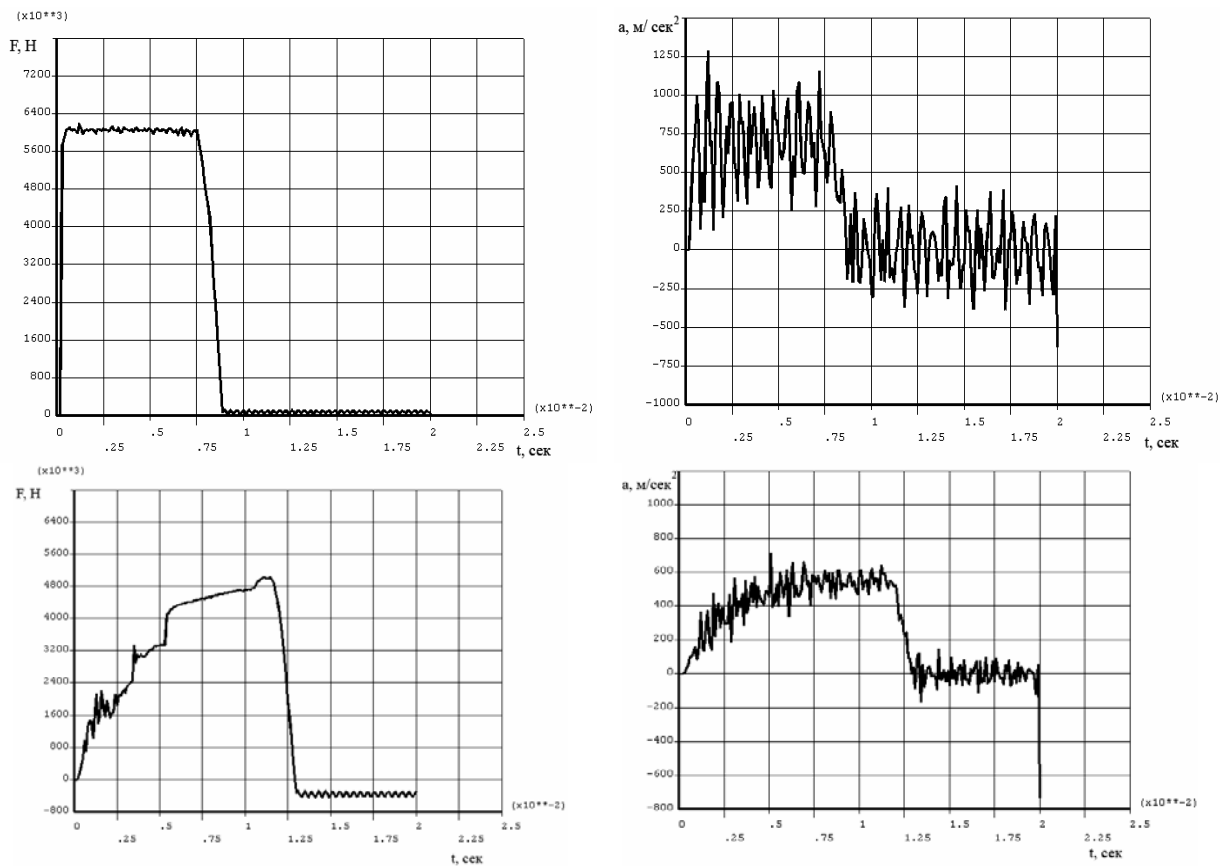


Рис. 9. Изменение усилия на штырь и ускорения на боковой поверхности корпуса контейнера при ударе о плоский (вверху) и сферический торец (внизу).

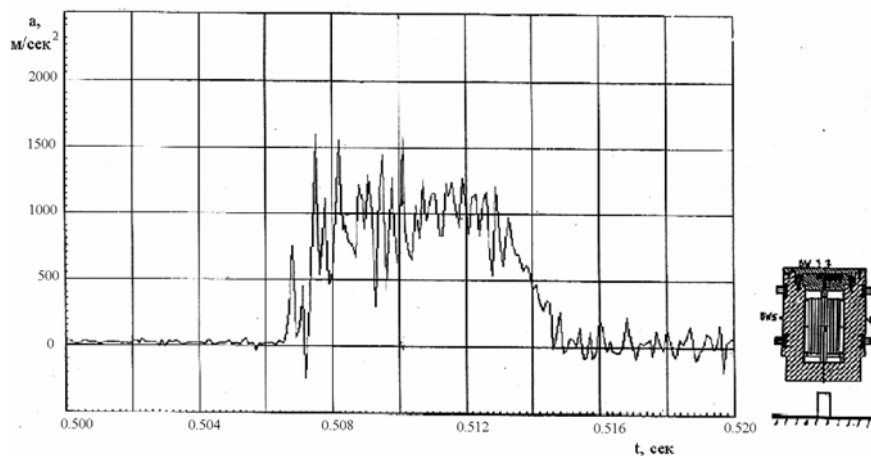


Рис.10. Показания датчика ускорений, установленного на боковой поверхности корпуса контейнера.

Падением контейнера днищем на штырь проверялась сопротивляемость корпуса контейнера из высокопрочного чугуна с шаровидным графитом действию ударной локальной нагрузки. Анализ последствий проведенного испытания подтвердил высокую степень прочности и пластичности чугуна, способного противостоять значительным по величине ударным локальным нагрузкам. В результате удара по штырю на днище образовалась незначительная вмятина; никаких других повреждений контейнер не получил. Данные эксперимента согласуются с выполненным конечноэлементным расчетом.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЧНОСТИ КРИСТАЛЛОВ СЛОЖНЫХ ОКСИДОВ

Бузанов О. А., Кугаенко О. М., Овчаренко Т. Н.

Московский Государственный Институт Стали и Сплавов
(Технологический университет), Москва,

crystalxxi@isis.ru

Благодаря редкому сочетанию пьезоэлектрических и электрофизических свойств, кристаллы сложных оксидов группы лантан-галлиевых силикатов (ЛГС), имеющих кристаллическую структуру кальций-галлогерманата ($\text{Ca}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$) (рис. 1), привлекают к себе большое внимание как перспективные пьезоэлектрические материалы в связи с отсутствием фазовых переходов вплоть до температуры плавления, отсутствием пирозлектрического эффекта, высоким значением пьезомодулей и низкой деградацией поверхности материала при контакте с электродами.

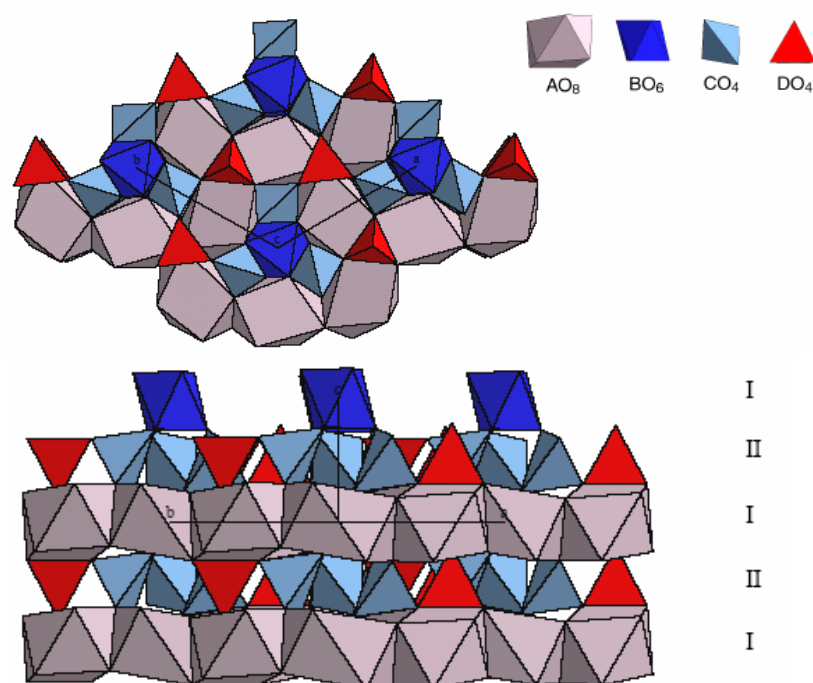


Рис. 1. Структурная модель кальций-галлогерманата ($\text{A}_3\text{BC}_3\text{D}_2\text{O}_{14}$).
Сверху проекция $[00.1]$, снизу проекция $[11.0]$,
для наглядности в верхнем слое кубы Томсона опущены.

В течение многих лет частота электромагнитного сигнала в диапазоне от 10 кГц до 300 МГц стабилизируется с помощью пьезоэлектрических резонансных элементов из кристаллического кварца с кратковременной стабильностью частоты до $1 \cdot 10^{-9} \text{ с}^{-1}$, что определяется малым внутренним трением (высокой акустической добротностью) кварца [4]. Более высокой стабильностью обладают только квантовые стандарты частоты, используемые в стационарных условиях. Идеальный пьезоэлектрический монокристалл как основа устройств стабилизации и селекции частот радиодиапазона должен обладать, как минимум, тремя основными свойствами:

- коэффициент электромеханической связи (КЭМС) для объемных акустических волн должен быть более 10 %;
- кристалл должен иметь кристаллографические ориентации (срезы) с нулевым уровнем упругих колебаний в области комнатной температуры;
- потери при распространении упругих колебаний в кристалле должны быть менее $1 \text{ dB}/\mu\text{s}\cdot\text{GHz}^2$. Желательно, чтобы у кристалла отсутствовали дополнительные физические эффекты, осложняющие получение и ухудшающие параметры устройств. Например, сильный пирозэффект и сегнетоэлектрическая природа танталата лития приводят к частому разрушению образцов на стадии обработки и при увеличении мощности электрического управляющего сигнала, а также к низкой долговременной стабильности параметров (старению).

Кристаллический кварц с 1935 г. по настоящее время остается основой пьезоэлектроники, однако он является слабым пьезоэлектриком и поэтому, несмотря на наличие термостабильных ориентаций для ОАВ и ПАВ и идеальных упругих свойств, не может использоваться в перспективных разработках (табл. 1).

Таблица 1. Физические характеристики кристаллов ЛГС и ЛГТ в сравнении с кварцем

	Лангасит ($\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$)	Лангатат ($\text{La}_3\text{Ga}_{5,5}\text{Ta}_{0,5}\text{O}_{14}$)	Кварц (SiO_2)
Группа симметрии	32 (P321)	32 (P321)	32 (P321)
Параметры решетки, Å	$a = 8,162$ $c = 5,087$	$a = 8,228$ $c = 5,124$	$a = 4,914$ $c = 5,405$
Плотность, г/см ³	5,743	6,125	2,649
Модуль Юнга Y_{11}^E , 10^{10} , Н/м ²	16	11	8
Температура плавления, °С	1470	1450	($T_c = 570$)
$K_{\text{ЭМС}}^2$, %	16	20	7
Пьезомодули, 10^{-12} , Кл/Н			
- d_{11}	2,7	6,5	2,3
d_{14}	6,3	4,7	0,9
ТКЧ, $10^{-6}/^\circ\text{C}$	1,6	1,5	0,5

Один из изоморфов лангасита – лангатат, является перспективным материалом для изготовления высокотемпературных датчиков давления, работающих на прямом пьезоэффекте. Однако механические свойства кристаллов ЛГТ не исследованы, что определяет актуальность данной работы по исследованию прочности и пластичности кристаллов лангасита и лангатата, работающих в условиях переменных термомеханических нагрузок, во взаимосвязи с их микроструктурой.

Рентгенодифракционное исследование кристаллов ЛГС показало, что кристаллы лантан–галлиевого силиката свободны от двойников и других дефектов и обладают высокой степенью совершенства структуры и качества обработки поверхности (рис. 2).

Анализ кривых качания показал, что полуширина кривой качания не превышает 14 угловых секунд, а максимальная ширина кривой качания не превышает 7 угловых минут, что указывает на высокое совершенство исследованных кристаллов.

В ходе исследования микроструктуры на разных срезах кристаллов после избирательного травления выявлены дефекты структуры, возникшие в процессе роста и механической обработки. Плотность дефектов составляла не менее 10^5 см^{-2} . Наблюдались отдельные дислокации и примесные включения, замкнутые блоки и протяженные блочные границы, скопления фигур травления, связанные с химической неоднородно-

стью состава, ростовая полосчатость, что указывает на необходимость совершенствования метода выращивания для получения бездефектных кристаллов (рис. 3).

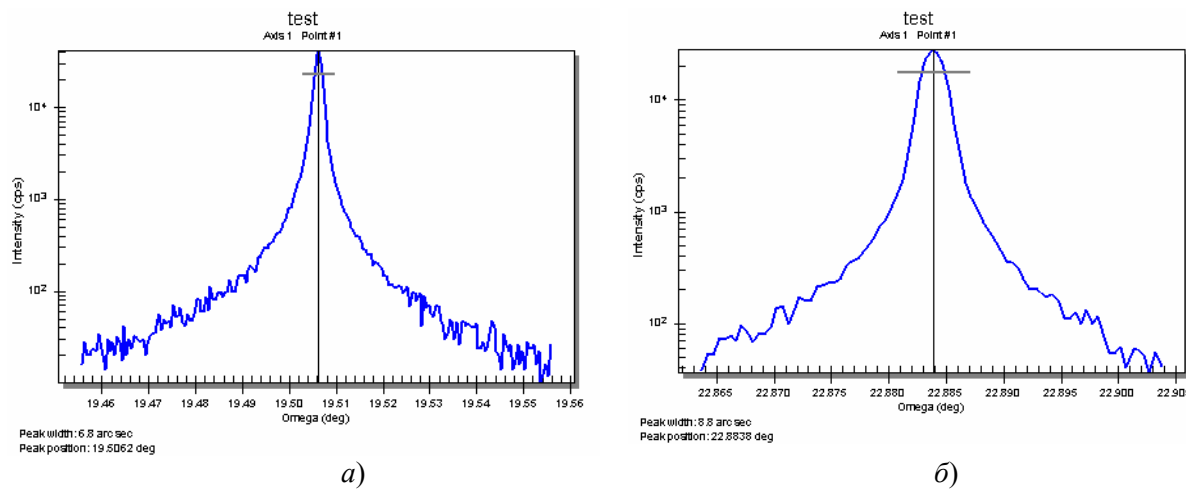


Рис. 2. Кривые качания лангасита, а) отражение (30.0); б) отражение (22.0)

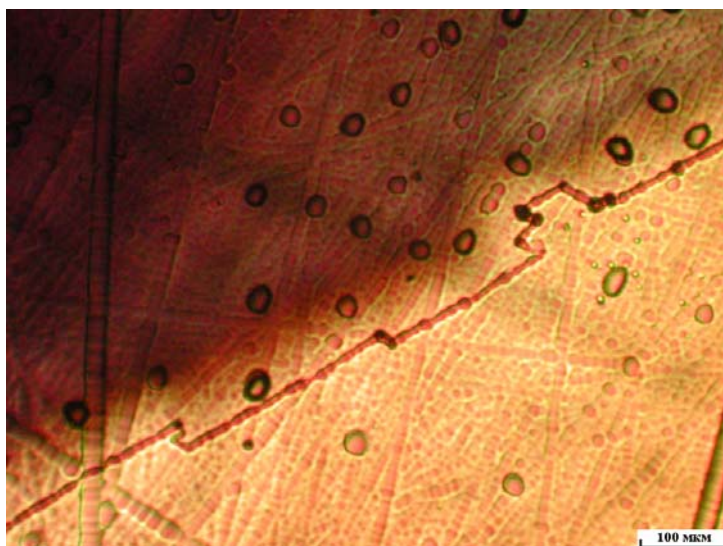


Рис. 3. Блоки и блочные границы в поляризованном свете

Исследование микротвердости по Виккерсу, проведенное при комнатной температуре, выявило анизотропию твердости второго рода кристаллов группы ЛГС (табл. 2).

Таблица 2. Результаты измерений радиальных трещин, длин диагоналей и величин микротвердости для различно ориентированных образцов кристаллов лангасита

Кристаллографическая ориентация образца (hk.l)	H , кгс·мм ⁻²	K_{IC} , МПа·м ^{-1/2}
(10.0)	1008	0,88
(11.0)	1022	0,91
(00.1)	877	1,16

Наибольшей микротвердостью обладают срезы $[10.0]$ и $[11.0]$ ориентации, при этом величина микротвердости достигает 1000 кгс/мм^2 . Наименьшей величиной твердости обладает поверхность среза Z ($H = 880 \text{ кгс/мм}^2$). Наряду с анизотропией твердости, для кристаллов ЛГС также характерна анизотропия хрупкости разрушения. На срезах $[11.0]$ и $[10.0]$ величина коэффициента интенсивности напряжений $K_{IC} = 0,91 \text{ МПа}\cdot\text{м}^{-1/2}$ и образование трещин происходит легче, чем на менее твердой поверхности $[00.1]$, для которой K_{IC} достигает $1,16 \text{ МПа}\cdot\text{м}^{-1/2}$. Анизотропия твердости и хрупкости кристаллов позволяет сформулировать требования к способам механической обработки срезов различных ориентаций;

Кристаллы лангата, предназначенные для работы в знакопеременных температурных и механических полях в двигателях внутреннего сгорания в качестве датчиков давления и вибрации, должны сохранять работоспособность до температур $600 - 900^\circ\text{C}$ при давлении $100 - 250 \text{ атм}$ и частоте до 100 Гц . Датчик давления должен быть небольших размеров и при этом высоконадежен. Для оценки работы датчиков в таких условиях проведены измерения усталостной прочности кристаллов ЛГТ при циклическом нагружении со знакопостоянным циклом сжатия (рис. 4).

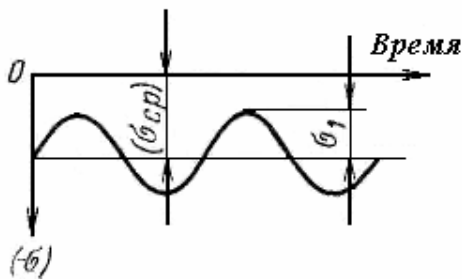


Рис. 4. Знакопостоянный цикл сжатия

Испытания проводились резонансным методом, с приложением статической и динамической нагрузок при комнатной температуре на высокочастотном пульсаторе с электромагнитным резонансным приводом, который позволяет проводить испытания при максимальной статической нагрузке 20 кН , динамической 10 кН при частоте до 300 Гц и температуре от комнатной до 1200°C (рис. 5).

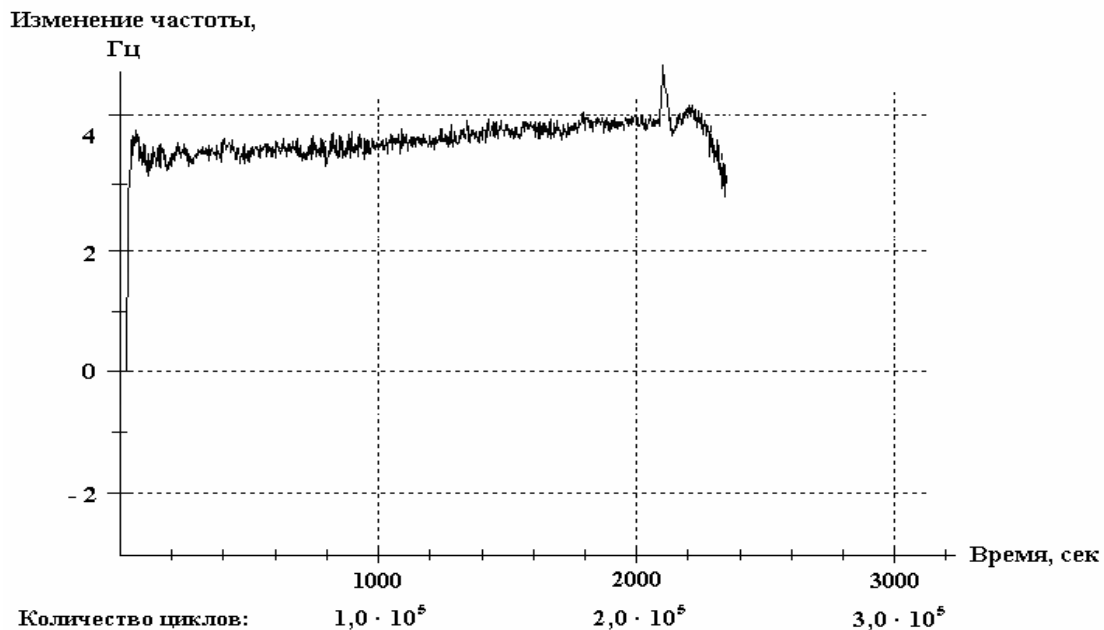


Рис. 5. Зависимость изменения частоты циклов нагружения от времени испытания образца ЛГТ, частота 99 Гц , $F_{\text{макс.стат.}} = -2,0 \text{ кН}$, $F_{\text{макс.дин.}} = -0,5 \text{ кН}$

Величина предела усталостной прочности исследованных кристаллов ЛГТ при симметричном циклическом нагружении с частотой около 100 Гц составляет от $1,5$ до 2 кН при комнатной температуре при количестве циклов нагружения $3 \cdot 10^5$.

ПУТИ ПОВЫШЕНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ПРОЧНОСТИ ПРОХОДНОЙ ОПТИКИ МОЩНЫХ ИК-ЛАЗЕРОВ

**Блистанов А. А., Васильева Л. А., Петраков В. С.,
Казанцев С. Г., Кугаенко О. М.**

Московский институт стали и сплавов, Москва,

crystalXXI@misis.ru

Волгоградская государственная архитектурно-строительная академия,

postmaster@vgasa.ru

Проблема создания надежной и долговечной проходной оптики для широкоапертурных лазерных систем среднего ИК-диапазона — лазерных окон, призм, клиньев и других элементов оптических схем потребовала решения ряда тесно взаимосвязанных задач: исследования физики взаимодействия мощного лазерного излучения с материалами силовой ИК-оптики; выяснения механизмов разрушения материалов лазерным излучением при различных режимах облучения; исследования влияния характеристик излучения, свойств материала, технологии его получения и оптической обработки на прочность к лазерному воздействию; определения влияния особенностей конструкции узлов проходной лазерной оптики на лазерную прочность и долговечность оптических элементов.

Экспериментальные работы проводили с использованием наиболее перспективных из применявшихся для изготовления элементов силовой ИК-оптики материалов — ионных (KCl, NaCl, BaF₂, KRS-5) и полупроводниковых (ZnSe, Ge, CdTe) монокристаллов промышленного качества [1, 2]

Установлено [3–5], что под действием непрерывного излучения с интенсивностью $q \sim 0,3 \div 3,0$ кВт см⁻² и квазинепрерывного с плотностью энергии $W \sim 0,2 \div 2,7$ кДж см⁻² и длительностью импульса излучения $\tau \sim 0,01 \div 1,0$ с, происходит постепенное накопление внутренних напряжений, достигающих в щелочно-галлоидных кристаллах величины $\sim 260 \div 420$ Н см⁻². Это вызывает раскалывание монокристаллов KCl, NaCl, KRS-5 и Ge по плоскостям спайности, а BaF₂, CdTe, ZnSe по границам блоков.

Воздействие короткоимпульсного излучения сопровождается образованием плазмы оптического пробоя, при этом по мере увеличения интенсивности излучения вначале возникают повреждения на поверхности, а затем — в объеме кристаллов. Повреждения поверхности представляют собой сетку трещин глубиной 0,1–1,0 мм и протяженностью 1–100 мм, у полупроводниковых кристаллов возникают также кратеры и каверны размером до 1–3 мм и глубиной до 0,05–0,3 мм. Ориентировка трещин определяется структурой и симметрией кристалла. Значения плотности энергии, при которых возникают повреждения поверхности в различных монокристаллах под действием излучения с $\tau \sim 1$ мкс в 1,5 – 2 раза ниже, чем в объеме. Повреждения объема являются локальными концентраторами внутренних напряжений и представляют собой в ионных кристаллах сферические полости диаметром 5–60 мкм, а в полупроводниковых — полости до 100 мкм, имеющие огранку, а также каверны произвольной формы, достигающие размеров $\sim 0,01 \div 3,0$ мм [6–8]. При облучении импульсами с $\tau \sim 1$ мкс и $W \geq 10 \div 12$ Дж · см⁻² в ЩГК обнаружено окрашивание стенок трещин, окружающих сферические поры, образующиеся в области пробоя. Методами оптической спектроскопии установлено, что центры окраски являются F-, R₁-, R₂-, M-центрами и коллоидными частицами металла.

При многократном облучении импульсами допороговой интенсивности в ЩГК наблюдается явление лазерного старения, проявляющееся в последовательном накоплении лазерного повреждения от импульса к импульсу, что приводит к разрушению по-

сле определенного количества импульсов облучения N . О накоплении повреждений свидетельствуют нелинейный рост акустического отклика из области взаимодействия от интенсивности лазерного излучения при допороговом воздействии и гистерезисный характер этой зависимости [9–11]. Характер экспериментальной зависимости напряженности электрического поля световой волны E от времени облучения до разрушения $t = N\tau$ (где N – число импульсов, которое образец выдерживает до разрушения) аппроксимируется выражением $E \sim t^{-0,125}$.

Зависимость получена на образцах хлористого калия при облучении импульсами лазера на итрий-алюминиевом гранате с неодимом (длина волны $\lambda = 1,06$ мкм) в импульсно-периодическом режиме облучения с частотой следования 12,5 Гц импульсов длительностью $\tau = 2 \cdot 10^{-8}$ с. При интенсивности лазерного излучения $I < 0,4I_{\text{пор}}$, (где $I_{\text{пор}}$ — порог лазерного повреждения, т. е. интенсивность разрушения одним импульсом с вероятностью 0,5) наблюдается устойчивость к многократному лазерному облучению, а следовательно, разрушить образец не удастся. При минимальном значении интенсивности лазерного излучения $0,4I_{\text{пор}}$ образец хлористого калия выдерживает 10^3 импульсов до разрушения.

Для выяснения природы наблюдаемого эффекта проведены ЭПР-спектроскопические исследования продуктов фотохимических реакций, проходящих в ЩГК под действием импульсного излучения ближнего ИК-диапазона допороговой интенсивности. Установлено, что в ЩГК в результате фотохимического взаимодействия в областях, где находятся скопления инородных микровключений, образуются τ - и F_n -центры окраски с последующей коагуляцией их в коллоиды щелочного металла размером, (оцененным из ширины и формы линии в ЭПР-спектрах), 10–50 нм. Причем в легированных щелочноземельными примесями Sr, Ca, Ba образцах размеры коллоидных частиц, формирующихся в результате облучения, примерно на порядок превышают размеры коллоидного калия, возникающего в чистых образцах.

Результаты экспериментов по исследованию накопления лазерного повреждения в ЩГК объясняются протеканием фотохимических реакций под действием лазерного излучения с образованием и накоплением структурных дефектов, в частности F-центров, с последующей коагуляцией их в коллоиды. Щелочноземельная примесь оказывает катализирующее влияние на эти процессы.

Методами высокоскоростной фоторегистрации и спектроскопии временных, пространственных и спектральных характеристик плазменных образований, возникающих при оптическом пробое вблизи поверхности оптических элементов, установлены основные закономерности появления и развития оптического пробоя и предложен механизм повреждения поверхности, разграничение на этапы в котором определяется характеристиками факторов, воздействующих на поверхность оптического элемента [12, 13].

Повреждение объема непрерывным лазерным излучением носит термомеханический характер, что подтверждено экспериментальными и теоретическими исследованиями пороговых условий разрушения ЩГК. Разработан критерий, связывающий параметры лазерного излучения, характеристики материала и конструкционные особенности оптического узла. Проведенные испытания по наработке на отказ лазерных окон из ЩГК, подвергнутых различным видам оптической и химико-механической обработки, показали высокую корреляцию полученных данных с результатами расчетов и анализа тепловых, упругих и упругопластических полей (нестационарных и стационарных) для лазерных окон из монокристаллов KCl при различных условиях облучения: сфокусированный и широкоапертурный пучок при различных соотношениях облученной и полной апертуры окна; без охлаждения и с принудительным (периферийным и поверхностным) охлаждением; при свободном и жестком креплении оптического элемента.

Полученные экспериментальные данные позволили разработать ряд технологических и конструкционных способов повышения лазерной прочности материалов силовой ИК-оптики: химико- и термомеханическую обработку кристаллов, термический и лазерный отжиг ЩГК, лазерную очистку поверхности оптических элементов, сегментирование проходных оптических узлов [14—16].

Разработанный химико-механический способ обработки поверхности ЩГК основан на растворении нарушенного приповерхностного слоя. Для этого технологические операции грубой шлифовки кристаллов с применением крупнозернистых шлифовальных порошков заменяются безабразивной шлифовкой в спирто-водяной суспензии с последующей доводкой на мелкозернистых пастах и порошках и финишным травлением в концентрированной соляной кислоте. Такая обработка поверхности позволяет удалить нарушенный трещиноватый слой с повышенной плотностью дислокаций и, тем самым, приблизить прочность поверхностного слоя к объему. Испытания при воздействии непрерывного излучения показали, что значительно более высокую лазерную стойкость имели кристаллы, обработанные по предложенной технологии, чем по традиционной технологии.

Разработан способ высокотемпературного отжига облученных непрерывным лазерным излучением оптических элементов для снятия внутренних напряжений в ЩГК. Оптический элемент, в котором величина внутренних напряжений достигает критической величины, нагревается в печи до температуры 600–650 °С, выдерживается при этой температуре в течение 5–6 ч и затем охлаждается. Скорость нагрева и охлаждения не должна превышать 30–50 К·ч⁻¹. Полный цикл термической обработки достигает 90–150 ч. Лазерное облучение ЩГК с последующей термообработкой приводит к протеканию процесса полигонизации и получению мелкозернистой структуры с повышенными механическими характеристиками. Высокотемпературный отжиг оптических элементов из ЩГК позволяет продлить срок их службы в 4–5 раз, а также повысить их лазерную стойкость.

Развитием этого метода стала разработка способа обработки ЩГК излучением непрерывного СО₂-лазера. За счет ступенчатого увеличения выходной мощности лазера до номинальной и постепенного прогрева оптического элемента лазерным излучением на каждом этапе, исключался риск раскалывания в момент подачи лазерного излучения, а в результате нагрева элемента лазерным излучением до 80 – 120 °С в кристалле легче достигалось полигонизованное состояние с повышенными механическими характеристиками. Рабочий ресурс оптических элементов удалось увеличить с 2 до 48 ч.

Для повышения стойкости оптических элементов к лазерному воздействию за счет повышения механических характеристик материала был разработан метод термомеханической обработки монокристаллов KCl и NaCl, позволяющий проводить деформационное упрочнение монокристаллических заготовок на деформационной машине жесткого типа путем одноосного однократного сжатия монокристаллических пластин вдоль направления <001> при температурах $T = 20 \div 400$ °С до степени деформации $\varepsilon = 3 \div 80$ %, а также двух- и трехкратного сжатия по направлениям <100>, <010> и <001> при $T = 300 \div 400$ °С до $\varepsilon = 10\text{--}40$ %. Скорость деформации составляла 0,07–0,2 мм/мин.

Наиболее предпочтительным и технологичным режимом обработки является одноосная однократная деформация вдоль направления типа <100> до $\varepsilon = 15 \div 20$ % при $T = 200 \div 300$ °С. При этом в кристаллах формируется мелкозернистая структура полигонизации с характерным размером зерен ~ 2–10 мкм [17–19]. Оптические элементы, изготовленные из упрочненных кристаллов, имеют в 1,5–5 раз более высокую лазерную стойкость, в 2–10 раз более продолжительный рабочий ресурс и могут эксплуатироваться в лазерных оптических трактах при различных режимах облучения (импульсном, импульсно-периодическом и непрерывном) без замены их при смене режима облучения.

Повысить лазерную стойкость оптических элементов можно путем обработки их импульсами широкоапертурного лазерного излучения допороговой интенсивности, позволяющей провести «лазерную очистку» поверхности. Этот метод имеет ряд важных преимуществ. Экспериментально установлено, что многократное воздействие одиночных импульсов CO_2 -лазера длительностью 1 мкс с плотностью энергии $W \leq 2 \div 3 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$ приводит к увеличению порога повреждения поверхности оптических элементов и снижению вероятности повреждения при допороговых интенсивностях лазерного излучения. Этот эффект сохраняется в течение 1–3 ч после облучения и наиболее выражен при интервале между импульсами не более 15–20 мин. Лазерная обработка оптических элементов по специально подобранному режиму позволяет повысить порог оптического повреждения поверхности при импульсном облучении до 6–8 $\text{Дж} \cdot \text{см}^{-2}$, а срок службы при непрерывном облучении – в 3–5 раз.

Список литературы

1. Карась В. Р. Перспективные материалы для окон CO_2 -лазеров. Обзорная информация. - М.: НИИТЭХИМ и ВНИИМонокристаллов, 1978. - 54 с. (Сер. Монокристаллы).
2. Карлов Н. В., Сисакян Е. В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т. 44. № 8. С. 1631—1638.
3. Лапинер Х. З. Моделирование условий разрушения кристаллических окон CO_2 -лазеров и разработка методов повышения их оптической стойкости. канд. физ.-мат. н. - М.: МИСиС, 1987. - 236 с.
4. Блистанов А. А., Волошинская Н. М., Глотов Е. П. и др. // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. № 12. С. 2389—2396.
5. Глотов Е. П., Головин М. И., Губайдуллина Х. З. и др. // Тез. докл. IV Всесоюз. конф. «Оптика лазеров». - Л.: ГОИ, 1984. - С. 282.
6. Бломберген Н. // Квантовая электроника. 1974. Т. 1. № 4. С. 786—805.
7. Рогалин В. Е., Самойлова Т. И., Тищенко Н. А., Шаскольская М. П. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 12. С. 3549—3554.
8. Рогалин В. Е., Самойлова Т. И., Шаскольская М. П. // Кристаллография. 1980. Т. 25. № 5. С. 1097—1098.
9. Блистанов А. А., Васильева Л. А., Горн И. А. и др. Лазерное старение кристаллов хлористого калия / МИСиС.- М., 1987.- 19 с.- Деп. в ВИНТИ 28.05.87, № 6474 - В87.
10. Блистанов А. А., Кугаенко О. М., Васильева Л. А. // Изв. вузов. Материалы электрон. техники. 1998. № 2. С. 39—43.
11. Блистанов А. А., Кугаенко О. М., Васильева Л. А. и др. // Тез. док. VI Всесоюз. конф. по физике диэлектриков. - Томск, 1988.
12. Блистанов А. А., Кугаенко О. М., Ульянов В. А. и др. // Тез. докл. VI Всесоюзной конференции по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. - Вильнюс: ГОИ, 1984. - С. 237.
13. Блистанов А. А., Казанцев С. Г., Кугаенко О. М. и др. Способ обработки оптических элементов на основе щелочно-галогенидных кристаллов. А. с. 285889 СССР, МКИ² С 30 В 33/00, 29112. - № 3192798; Заявлено 22.02.88 - 14 с.
14. Блистанов А. А., Кугаенко О. М., Петраков В. С., Казанцев С. Г. // Тез. докл. научно-технич. конф. «Технология производства и обработки оптического стекла и материалов». - М.: ВНИЦ ГОИ, 2000.
15. Казанцев С. Г. // Квантовая электроника. 1997. Т. 24. № 3. С. 269—270.
16. Блистанов А. А., Казанцев С. Г., Кугаенко О. М. // Квантовая электроника. Приложение. 1992. № 43. С. 26—30.
17. Казанцев С. Г., Блистанов А. А., Кугаенко О. М., Петраков В. С. // Кристаллография. 1999. Т. 44. № 4. С. 689—693.
18. Блистанов А. А., Кугаенко О. М., Сагалова Т. Б. и др. // Тез. докл. IX Междунар. конф. «Физика диэлектриков-2000». - СПб.: РГПУ, 2000. - Т. II. С. 107—108.
19. Блистанов А. А., Кугаенко О. М., Петраков В. С., Казанцев С. Г. // Тез. докл. научно-техн. конф. «Технология производства и обработки оптического стекла и материалов». - М.: ГОИ, 2000.

МЕХАНИЗМЫ ВЛИЯНИЯ ЩЕЛОЧНОЗЕМЕЛЬНЫХ ПРИМЕСЕЙ НА ЛАЗЕРНУЮ ПРОЧНОСТЬ ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ

**Блистанов А. А., Васильева Л. А., Петраков В. С.,
Казанцев С. Г., Кугаенко О. М., Малинкович М. Д.**

Московский институт стали и сплавов, Москва,

crystalXXI@misis.ru

Волгоградская государственная архитектурно-строительная академия,

postmaster@vgasa.ru

Повреждение объема реальных материалов силовой ИК-оптики, имеющих широкий спектр инородных микровключений, носит случайный характер со стохастическим распределением локальных повреждений в объеме.

Наиболее яркое проявление этого – так называемый размерный эффект, характерный для широкого спектра материалов. Он представляет зависимость порога повреждения (значений интенсивности лазерного излучения при вероятности повреждения 0,5) от величины облучаемого объема.

На основе статистики Пуассона получено выражение размерной зависимости порога повреждения объема: $W_{tv} \sim v^{-1/2}$ или $q_{tv} \sim v^{-1/2}$.

Сравнение экспериментальных значений и расчетной зависимости $q_{tv} \sim f(v)$ на примере монокристаллов KCl и NaCl свидетельствует об их удовлетворительной корреляции в диапазоне величин v от $\sim 3,4 \cdot 10^{-9}$ до $5 \cdot 10^3 \text{ см}^3$ при апертурах от $\sim 80 \text{ мкм}$ до 30 см .

Экспериментально доказано существование корреляции значений порогов оптического пробоя объема реальных материалов q_{tv} со значениями низкочастотной границы пропускания λ_{ir} и соответствующей ей граничной частоты спектра фононов ν_{ir} , которая определяется многофононными процессами, вызываемыми одновременным возбуждением нескольких колебательных мод решетки. Установлена зависимость порогового напряженности поля световой волны ε_{tv} , соответствующая значениям порогов оптического пробоя объема материалов, от частоты лазерного излучения ν и скорости распространения звуковых колебаний в кристалле ν_s . На основе этих данных получена связь пороговой интенсивности лазерного излучения (пороговой напряженности поля световой волны) и граничной частоты спектра фононов: $q_{tv} \sim \nu_{ir}^2$ ($\varepsilon_{tv} \sim \nu_{ir}$).

Такого рода зависимость характерна для пробоя в постоянном электрическом поле, в котором реализуется механизм ударной лавинной ионизации.

Полученные результаты наиболее адекватно объясняются в рамках предложенной физической модели повреждения объема импульсным лазерным излучением, реализующегося в ряд этапов [1]: инициирование оптического пробоя и генерация затравочных электронов в результате ионизации поглощающей неоднородности; развитие пробоя по типу ударной лавинной ионизации; плазмообразование на фронтальной поверхности поглощающей неоднородности, интенсивное поглощение лазерного излучения, ионизация прилегающих областей УФ излучением плазмы пробоя; тепловой взрыв и формирование полости путем дислокационного выноса материала; генерация ударной волны от области пробоя и рост размеров полости при поглощении подводимого и самофокусирующегося излучения; остывание плазменного образования и релаксация напряжений.

Принципиальное отличие предлагаемой модели от других заключается в том, что в качестве определяющего фактора, запускающего механизм инициирования оптиче-

ского пробоя, рассматривается ионизация самой поглощающей неоднородности. Лазерное воздействие на фронтальную область поглощающей неоднородности вызывает генерацию свободных электронов, которые являются затравочными для формирования и развития электронной лавины. Очевидно, что энергетические затраты на генерацию электронов и развитие ударной лавины в материале поглощающей неоднородности значительно меньше, чем у окружающего слоя материала, являющегося широкозонным полупроводником или диэлектриком. Поэтому экспериментально наблюдаемые значения порогов оптического пробоя реальных материалов ИК-оптики существенно ниже значений порогов пробоя, рассчитанных в рамках модели лавинной ионизации диэлектриков в поле световой волны и наблюдавшихся при фокусировке лазерного излучения в супермалые пятна. Лавинная ударная ионизация поглощающей неоднородности приводит к локальному плазмообразованию и еще более интенсивному поглощению лазерного излучения и ионизации прилегающих областей материала оптического элемента УФ-излучением плазмы пробоя.

На последующих стадиях развития оптического пробоя в случае, если величина энергии, поглощенной неоднородностью, превышает некоторое пороговое значение, происходит тепловой взрыв самой поглощающей неоднородности и прилегающего слоя материала с формированием полости.

Вместе с тем в кристаллах, выращенных в лабораторных условиях из особо чистого сырья, существуют области, свободные от поглощающих включений, в которых механизм пробоя в сфокусированных пучках может отличаться от описанного выше. Такая ситуация исследована на примере монокристаллов KCl, легированных примесями двухвалентных металлов в малых концентрациях, не создающих дополнительного поглощения на длине волны действующего излучения [2–4].

Исследовано влияние примесей Pb, Ca, Sr, Ba на порог оптического пробоя кристаллов под действием импульсов наносекундной длительности на длине волны $\lambda = 1,06$ мкм, размер каустики составлял ~ 10 мкм. Измеряли оптическую стойкость как исходных кристаллов, так и подвергнутых термообработкам при разных режимах. Методом измерения диаграмм релеевского рассеяния света определяли средние размеры частиц второй фазы в кристаллах [5] и сопоставляли с порогом оптического пробоя. При помощи измерения ионных проводимостей построили зависимости порогов оптического пробоя от содержания примесей двухвалентных металлов в твердых растворах.

Из полученных зависимостей следовало, что:

- примесь свинца с ростом концентрации снижала порог пробоя, причем оптическая стойкость монотонно уменьшалась с увеличением среднего размера частиц второй фазы PbCl_2 , зависимость между содержанием свинца в твердом растворе и оптической стойкостью не обнаружена;

- при концентрациях стронция, бария и кальция в узлах решетки в пределах $10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ имеет место увеличение оптической стойкости KCl в 2–3 раза по сравнению с нелегированными кристаллами.

Результаты интерпретируются на основе модели лазерного пробоя кристаллов за счет процессов электронной ударной ионизации матрицы, предполагая при этом, что примесные ионы могут быть центрами локализации электронов.

В поле напряженности E концентрация электронов в зоне проводимости растет по экспоненциальному закону.

$$n = n_0 \exp(\gamma t),$$

где γ – постоянная лавины; n_0 – некоторая начальная концентрация случайных электронов.

Критерием пробоя являются $\gamma\tau = 40$ – сорок поколений и длительность лазерного импульса.

Постоянная лавины в высокотемпературном приближении зависит от напряженности поля по закону [6]

$$\gamma \sim E^{-3} \exp\left(-\frac{\Theta}{E^2}\right),$$

где Θ – константа для данного кристалла, зависит от механизмов релаксации импульса электрона, эффективной массы и т. д.

При наличии в кристаллах изоморфных примесных уровней E_i динамика пробоя может меняться по сравнению с «идеальной» матрицей.

Введем следующие обозначения: W_0 , W – порог пробоя «идеального» и примесного кристаллов, соответственно, тогда $W/W_0 = q$ – относительное изменение порога; γ_0 , γ – постоянная лавины «идеальной» и примесной матрицы соответственно. Тогда, с учетом уравнения (1), получим

$$\frac{\gamma}{\gamma_0} = \left(\frac{1}{q}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left[\frac{A}{W_0} \frac{(q-1)}{q}\right].$$

Пусть n_1 – концентрация электронов в зоне проводимости; n_2 – концентрация электронов, локализованных на примесных уровнях; n_3 – концентрация электронов, обладающих высокой энергией. Скорости изменения концентраций n_1 , n_2 и n_3 в поле лазерного излучения определяются системой уравнений непрерывности:

$$\begin{cases} \frac{\partial n_1}{\partial t} = \gamma n_1 + (\alpha + p)n_2 - \beta(n_1 - n_3); \\ \frac{\partial n_2}{\partial t} = \beta(n_1 - n_3) - (\alpha + p)n_2; \\ \frac{\partial n_3}{\partial t} = pn_2, \end{cases}$$

где $\beta = V_e \sigma_n N$ – вероятность локализации электронов на ловушках; N – концентрация ловушек; V_e – тепловая скорость электронов в зоне проводимости; σ_n – сечение захвата; α – вероятность термической делокализации электронов из ловушек; p – вероятность делокализации за счет поглощения квантов света.

Решение системы уравнений дает следующие соотношения между параметрами:

$$\begin{aligned} \frac{\gamma}{\gamma_0} &\approx \frac{\gamma_0 + \alpha + p + b}{\gamma_0 + \alpha + p}; \\ b &= \beta \frac{1 - \gamma_0 Z}{1 + 2\beta Z}; \\ Z &= \frac{p}{\gamma_0 [2(\alpha + p) + \gamma_0]}. \end{aligned}$$

Из анализа этих соотношений следует, что пороги будут повышаться ($\gamma > \gamma_0$), если:

1. $\gamma_0 \gg \alpha + p$, $\beta > \gamma_0$ – быстрый захват на глубокие центры, вероятность делокализации из которых за счет термической активации и поглощением квантов света мала по сравнению с γ_0 .

2. $\gamma_0 \ll \alpha + p$, $\alpha \gg p$ — случай слабой локализации, когда вероятность теплового выброса электрона из ловушки будет сильно превышать вероятность делокализации за счет поглощения фотонов.

Из этого следует, что в поле лазерного излучения наносекундной длительности очень мелкие ловушки, какими являются ионы Ca, Sr и Ba (они не дают полос поглощения в запрещенной зоне KCl) могут способствовать повышению порогов пробоя, если вероятности захвата электронов ловушками и их делокализации за счет термической активации существенно превосходят постоянную лавины и вероятность фотоионизации. Тогда растворение примесных рассеивающих центров должно привести к повышению оптической стойкости кристалла (рис. 1).

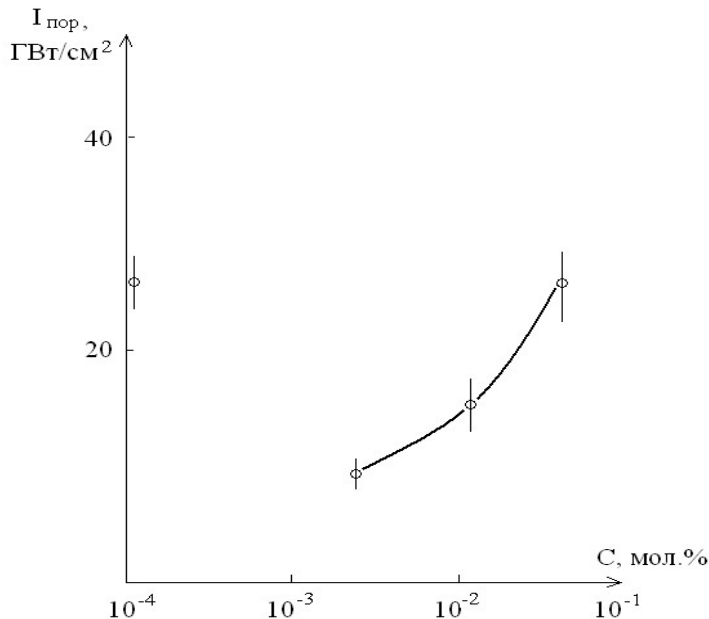


Рис. 1. Зависимость порога оптического разрушения от концентрации примеси Sr в кристаллах KCl:Sr, закаленных от 650 °С. Точка, соответствующая концентрации 10⁻⁴ мол.% относится к нелегированному кристаллу KCl, общее содержание неконтролируемых примесей в котором $\approx 10^{-4}$ мол.

Уменьшение оптической стойкости до первоначального значения при больших концентрациях примесей в твердом растворе объясняется вырождением примесного уровня. С позиций этой модели глубокие центры не оказывают заметного влияния на оптическую стойкость при реализации механизма электронной ударной ионизации, что и наблюдается в случае легирования кристаллов примесью свинца. Уменьшение оптической стойкости кристаллов KCl:Pb с увеличением концентрации свинца объясняется малой его растворимостью в матрице и, следовательно, быстрым образованием частиц второй фазы, которые и являются инициаторами пробоя.

Влияние на оптическую стойкость примесных фаз, которые не относятся к поглощающим включениям на длине волны лазерного излучения, можно связать с их электрической прочностью: частицы снижают порог пробоя, если их электрическая прочность меньше, чем матрицы.

В этом случае критерий пробоя такой: если за время t_{cr} концентрация электронов в частице достигнет величины 10¹⁸ см⁻³ (40 поколений), то пробой произойдет. Отсюда следует, что критический размер частицы, способной инициировать пробой, должен быть

$$R_{cr} \geq \sqrt{2Dt_{cr}},$$

где D — коэффициент диффузии электронов.

Учитывая формулу (1), получим

$$R_{cr} \geq R_0 \left(\frac{W}{W_{\min}} \right)^{\frac{3}{4}} \exp \left[-\frac{A}{W_{\min}} \left(\frac{W - W_{\min}}{W} \right) \right]; \quad (2)$$

$$R_0 \sim \sqrt{2D\tau},$$

где $W_{\min}$ — минимальная оптическая стойкость кристалла, содержащая частицы примесной фазы.

Взаимосвязь между размером частиц примесной фазы и пороговой интенсивностью излучения, рассчитанная по формуле (2) для кристаллов, содержащих примесь свинца, показывает, что характер расчетных зависимостей хорошо соответствует экспериментальной. Выпадение из общей зависимости точки с малым размером рассеивающих центров можно объяснить тем, что в этой области на порог пробоя более существенное влияние оказывают на частицы PbCl_2 , а неконтролируемые примеси. У частиц SrCl_2 , CaCl_2 и BaCl_2 запрещенные зоны равны 9,5, 10,5 и 8,0 эВ соответственно и близки к запрещенной зоне KCl (8,7 эВ); запрещенная зона частиц PbCl_2 составляет примерно 5 эВ [7—9].

Примесные рассеивающие центры при легировании кристаллов SrCl_2 , CaCl_2 и BaCl_2 , с концентрацией примеси выше предела растворимости $C > 10^{-2}$ мол.%, которые могут представлять собой крупные агрегаты примесно-вакансионных диполей, не являются поглощающими дефектами, но концентрация рассеивающих центров, оцененная по измерениям диаграмм рассеяния, коррелирует с концентрацией иницирующих разрушение дефектов, оцененной по экспериментальной зависимости вероятности разрушения от интенсивности света.

Исследование ЭПР-спектров легированных щелочноземельными примесями образцов хлористого калия [10] показало как до, так и после облучения импульсами допороговой интенсивности, наличие в легированных кристаллах парамагнитных H_DMe^{2+} -центров, которые представляют собой примесно-вакансионные комплексы, захватившие V_K -центр (Cl_2^- -центр), то есть релаксированную дырку. (рис. 2б). В H_DMe^{2+} -центре Cl_2^- -центр ориентирован в кристаллографическом направлении $[110]$. Известно, что H_DMe^{2+} -центр распадается на V_2 -центр, ион примеси и анионную вакансию. При распаде H_DMe^{2+} -центра Cl_2^- -центр переориентируется в направлении $[100]$, занимая катионную вакансию, при этом образуется анионная вакансия, α -центр, (рис. 2с). Для смещения галоида в катионную вакансию важно соотношение радиусов катиона и аниона, в кристалле KCl это возможно. Дефектность катионной подрешетки переходит в дефектность анионной, а на свободной анионной вакансии образуется F-центр.

Накопительные процессы продуктов фотохимических реакций, аналогичные описанным в [11], могут протекать за время действия одного импульса наносекундной длительности, приводящего к разрушению в области фокуса, особенно при условии, что в эту область попадает примесный рассеивающий центр.

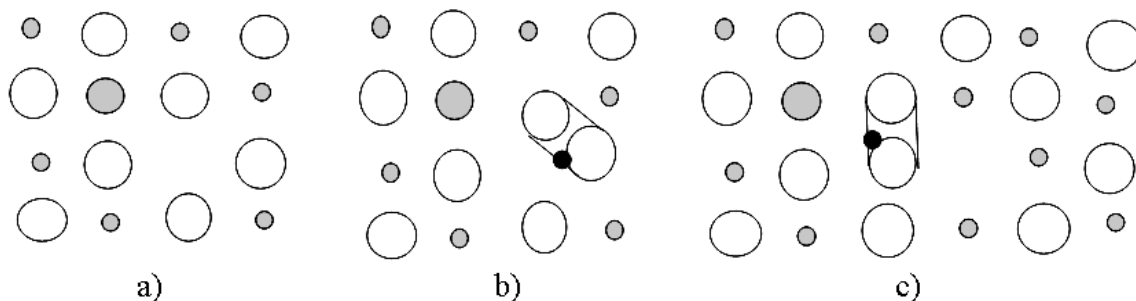


Рис. 2. *a* — примесно-вакансионный комплекс Me^{2+} - катионная вакансия, *b* — примесно вакансионный комплекс, захвативший релаксированную дырку, H_DMe^{2+} -центр, *c* — распад H_DMe^{2+} -центра на V_2 -центр, ион примеси и анионную вакансию. Светлыми кружками обозначены ионы хлора Cl^- , серыми — ионы металлов K^+ и Me^{2+} , черными — электрон.

Образование анионных вакансий в местах скопления примесей приводит к образованию и накоплению F-центров с дальнейшим образованием коллоидных частиц, на которых и происходит пробой образца при лазерном облучении. Известно, что образование первичных структурных дефектов происходит во время действия лазерного импульса за пикосекундные промежутки времени из генерируемых лазерным излучением электронно-дырочных пар следующим образом. Дырки автолокализуются с образованием V_k - центров за время 10^{-13} с [12]. Время жизни релаксированной дырки (V_k - центра) вследствие диффузии из облучаемого объема порядка 10^{-3} с [13], поэтому при наличии в облучаемом объеме примесных центров процесс захвата V_k - центров примесно-вакансионными диполями должен преобладать над процессом миграции дырок из облучаемого объема. В течение лазерного импульса происходит образование вторичных структурных дефектов - H_pMe^{2+} -центров, которые распадаются с образованием α -центров (анионных вакансий), а также F- и F^- -центров в результате захвата свободных электронов α -центрами. α -центры притягиваются кулоновскими силами к F^- -центрам с образованием агрегатных центров из двух и более F-центров, которые служат основой для образования коллоидов. Процессы миграции требуют времени, поэтому продукты фотохимических реакций не успевают мигрировать из облучаемого объема за время длительности импульса.

Коллоидные частицы с квазиметаллическими свойствами также были обнаружены методом ЭПР-спектроскопии в облученных лазерными импульсами допороговой интенсивности кристаллах хлористого калия [10]. Причем, размеры коллоидных частиц, оцененные из ЭПР-спектров по степени асимметричности линии, в легированных щелочноземельными примесями кристаллах KCl составляют 400–500 нм, что на порядок выше, чем в нелегированных, для которых оценки размеров коллоидных частиц из измерения времени релаксации по ширине линии дают 30–50 нм, а по форме линии дают значения менее глубины скин-слоя, то есть менее 100 нм. Таким образом, процессы накопления структурных дефектов под действием лазерного излучения идут более эффективно в легированных щелочноземельными примесями кристаллах щелочных галоидов, что связано с влиянием этих примесей на образование анионных вакансий.

Размеры рассеивающих центров, оцененные из измерений рассеяния света, в легированных кристаллах 0,2–0,4 мкм, в нелегированных менее 0,2 мкм, по порядку величины совпадают с размерами образующихся при накопительных процессах коллоидов – 0,4–0,5 мкм и менее 0,1 мкм соответственно.

Из совокупности экспериментальных данных можно сделать вывод, что места скопления щелочноземельной примеси являются теми дефектными областями, на которых происходит пробой под действием лазерного излучения.

Список литературы

1. Блистанов А. А., Казанцев С. Г., Кугаенко О. М. // Изв. вузов. Материалы электрон. техники. 2002. № 1. С. 4—15.
2. Шаскольская М. П., Добржанский Г. Ф., Кугаенко О. М. и др. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 6. С. 1834—1837.
3. Малинкович М. Д., Кугаенко О. М. // Тез. докл. VII Всесоюз. конф. по взаимодействию оптического излучения с веществом. - Л.: ГОИ, 1988. - С. 118.
4. Блистанов А. А., Кугаенко О. М., Тагиева М. М. и др. // «Физика разрушения»: тез. докл. IV Всесоюз. конф. по физике разрушения. - Киев, ИПМ, 1980. - Т. 2. С. 252—254.
5. Блистанов А. А., Кугаенко О. М., Чуб Ф. С. // Кристаллография. 1979. Т. 24. Вып. 2. С. 310—314.
6. Епифанов А. С. // ЖЭТФ. 1974. Т. 67. № 5. С. 1805—1817.
7. Захаров С. И. // ЖЭТФ. 1978. Т. 68. № 6. С. 2167—2176.

8. Оптические материалы для инфракрасной техники. Справочник / Е. М. Воронкова, Б. Н. Гречушников, Г. И. Дистлер и др. - М.: Наука, 1965. - 336 с.
9. Вишневский В. Н., Пашук И. П., Пидзырайло Н. С. и др. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 10. С. 3159—3161.
10. Васильева Л.А., Горн И.А., Кугаенко О.М. Природа дефектов, возникающих в кристаллах хлористого калия под действием лазерного облучения допороговой интенсивности // Материалы электронной техники. 1998. №4. с.23-26.
11. Блистанов А.А., Кугаенко О.М., Васильева Л.А. Накопление лазерного повреждения в хлориде калия // Материалы электронной техники. 1998. №3. С. 39-43.
12. Peter F. Braunlich, George Brost, Ansgar Schmid and Paul J. Kelly. The Role of Laser-Induced Primary Defect Formation in Optical Breakdown of NaCl //IEEEJ of Quantum Electronics. 1981. v. QE-17. № 10. p. 2034-2041.
13. Larson L.A., Oda T., Braunlich P., Dickinson J.T. Emission of Cl atoms from NaCl during V_K - center decomposition //Solid State Commun. 1979. v. 32. p. 347-351.

УДК 548.4:537.32

ВОЗВРАТ МИКРОСТРУКТУРЫ МЕДИ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ ТЕРМОЭДС

Каролик А. С., Копылов В. И., Шарандо В. И.

Институт прикладной физики НАНБ, Минск, Беларусь

karolik@iaph.bas-net.by

Особенность свойств электропереноса состоит в том, что они чувствительны не только к структуре кристалла, но и к особенностям электронного энергетического спектра. Среди этих свойств наиболее изучена, с точки зрения влияния дефектов, электропроводность. Наименее изученным, однако гораздо более чувствительным и более информативным свойством, является термоэлектродвижущая сила (термоЭДС). В отличие от электропроводности, которая неизменно уменьшается при введении любых видов дефектов, термоЭДС реагирует на возмущения решетки вблизи дефекта не только величиной, но и знаком эффекта, при этом несет информацию не только о рассеивающей способности дефекта, но и о механизме рассеяния. Кроме того, термоЭДС проявляет достаточно высокую чувствительность и к упругим напряжениям. Это создает потенциальные возможности для использования термоэлектродвижущей силы в качестве инструмента для изучения и контроля структурных превращений в ходе различного вида механической и термической обработки металлов.

Однако применение термоЭДС в качестве метода контроля структурного состояния материала сдерживается, во многом, недостаточностью экспериментальных исследований влияния различного рода дефектов на термоэлектродвижущую силу металлов и сплавов. Ранние исследования влияния вида и степени пластической деформации на термоЭДС сводились к качественной оценке, связанной, в основном, с характером зависимости и знаком эффекта [1–4]. Нами впервые была предпринята попытка теоретических расчетов изменения термоЭДС на единицу плотности дислокаций и границ зерен с различным углом разориентировки для ряда металлов (одновалентных и некоторых переходных) [5–7], а также экспериментальной оценки этих характеристик [8, 9]. Результаты расчетов показали достаточно хорошее совпадение с результатами измерений. Было показано, например, что в благородных металлах (Cu, Ag, Au) вакансии и

высокоугловые границы зерен общего типа вносят отрицательный по знаку вклад в термоЭДС, а дислокации, малоугловые границы и высокоугловые границы специального типа создают положительный вклад в термоЭДС. В переходных металлах, таких как никель, платина и палладий и вакансии и дислокации создают эффект одного знака, положительный [9].

Целью настоящей работы явилось экспериментальное исследование возврата структуры микрокристаллической меди, полученной интенсивной пластической деформацией, в ходе изохронного отжига, сопровождающегося измерениями изменения термоЭДС, электросопротивления и твердости. Ставилась задача сравнить изменение этих свойств и выяснить возможность получения дополнительной информации об изменении структуры по измерениям термоэлектродвижущей силы.

Методика и результаты измерений

В качестве объекта исследования были выбраны высокочистая бескислородная медь класса М0б, содержащая 99,99%Cu (и не более 0,002% Al, 0,002% Pb, 0,002% Zn; 0,001% Sb; 0,001% Cr; 0,001% Sn; 0,00076% Fe;). Заготовки меди подвергались пластическому деформированию по технологии равноканального углового прессования (РКУП) в режиме В с числом циклов $N = 8$ (с поворотом на угол $\pi/2$ вокруг продольной оси после каждого двух проходов по каналу прессования). Угол пересечения каналов составлял 90° . Перед деформацией заготовки подвергались изотермическому отжигу в течение 1 часа при температуре 500°C . Прессование осуществлялось при комнатной температуре со скоростью 0,4 мм/с до истинных деформаций $e = 2,8$.

Полученный после РКУП брусок меди размерами $20 \times 20 \times 120$ мм³ прокатывался в холодную на двухвалковом прокатном стане в 20 проходов на полосу толщиной 1 мм. Из прокатанной полосы вырезались образцы в виде полос шириной 4 мм и длиной 150 мм (для последующих электрических измерений). Кроме того, изготавливались пробные образцы той же ширины и толщины, но меньшей длины (~ 20 мм), которые отжигались в течение 1 часа при температурах 80, 100, 110, 120, 130, 150, 200, 250, 300, 400, 500 и 600°C . На этих образцах были проведены измерения твердости и исследования микроструктуры на оптическом (МКИ-2М) и растровом электроном микроскопе марки LEO 1455VP фирмы «Карл Цейсс». Средний размер фрагментов после РКУ-прессования был менее 1 мкм, после отжига при $T = 400^\circ\text{C}$ средний размер зерен был близок к 10 мкм. В качестве примера на рис. 1 показана микроструктура меди после отжига при $T = 400^\circ\text{C}$. Минимальное расстояние между рисками шкалы на рис.1 соответствует 2,5 мкм.

Результаты измерений твердости по Виккерсу приведены на рис.2 (кривая 2), там же для сравнения представлены результаты измерения твердости на образцах меди после РКУ-прессования до прокатки (кривая 1). Представленные значения твердости получены усреднением по четырем измерениям в разных местах на поверхности образца, ошибка измерения твердости не превышала 5 %. Из результатов измерения твердости можно заключить, что отжиг до 100°C не вызывает существенного изменения твердости МК-меди, резкое падение твердости наблюдается в диапазоне $100\text{--}150^\circ\text{C}$. Такое поведение твердости хорошо согласуется с результатами работы [10], выполненной на меди такой же чистоты.

Для проведения электрических и термоэлектрических измерений образцы дополнительно прокатывались до толщины 0,5 мм (с целью повышения стабильности температурного градиента) и имели вид пластин с размерами $210 \text{ мм} \times 4,5 \text{ мм} \times 0,5 \text{ мм}$. Образцы подвергались изохронному отжигу при различных температурах, в диапазоне от 60°C до 400°C , с шагом по температуре около 20°C при низких температурах отжига (до 200°C) и с шагом около 40°C при более высоких температурах. Термопары, установленные на разной глубине печи, позволяли контролировать однородность нагрева об-

разцов и вносить поправку на температуру комнаты. Колебания и градиент температуры в зоне размещения образца в процессе отжига не превышали 1,5%. Вместе с исследуемым образцом отжигался и свидетель для измерения твердости и исследования микроструктуры.

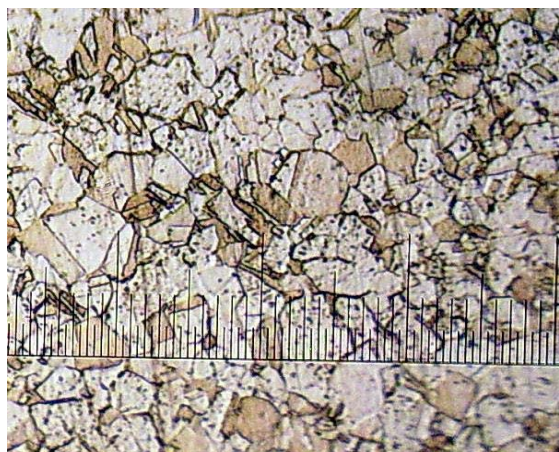


Рис. 1. Микроструктура меди после отжига при $T = 400^{\circ}\text{C}$ в течение 1 часа – ОМ (х 250);

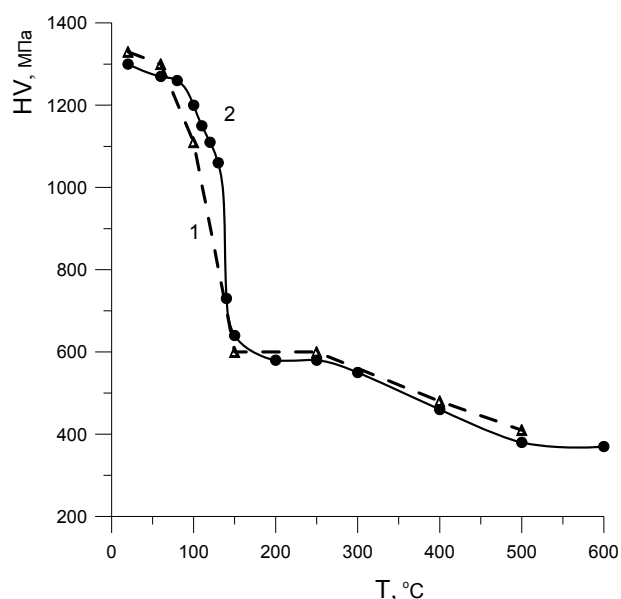


Рис.2. Температурная зависимость изменения твердости при изохронном отжиге (время выдержки 1 час): 1 – до прокатки; 2 – после прокатки.

ТермоЭДС измерялась дифференциальным методом относительно такого же образца (эталонного), предварительно отожженного в течение 1 часа при $T = 400^{\circ}\text{C}$. Это позволяло вести исследования в сравнении с материалом, максимально близким по структуре и свойствам к исследуемому, обеспечивая высокую чувствительность и минимальные погрешности. Соединение исследуемого и эталонного образцов осуществлялось в медном зажиме внутри массивного алюминиевого блока, который подвергался регулируемому нагреву. Свободные концы обоих образцов были соединены с медными проводами нановольтметра В2-38 внутри такого же алюминиевого блока, имевшего температуру окружающей среды. Между блоками с помощью терморегулятора поддерживалась постоянная разность температур $\Delta T = 25 \pm 0,2^{\circ}\text{C}$. Измерения для каждого образца проводились по 4–6 раз, с поворотом его на 180° для усреднения возможных неоднородностей структуры по длине. ТермоЭДС измерялась с точностью 1нВ, погрешность измерений за счет температурных нестабильностей не превышала 5 %.

Измерение удельного электросопротивления осуществлялось 4-х зондовым методом по падению напряжения на заданном участке образца при пропускании через него стабилизированного тока. Постоянный ток силой 0,5 А со стабильностью не хуже 0,1% подводился к концам образца. Падение напряжения измерялось на участке длиной 195 мм с помощью нановольтметра В2-38. Осуществление такой методики позволяло путем пересчета устранить влияние разницы в сечении образцов при высоких и низких температурах отжига (образование и отслоение окалины) и ошибки, вносимые за счет колебаниях температуры комнаты в разные дни и часы измерений.

По результатам измерений построены зависимости изменения термоЭДС и электросопротивления от температуры изохронного отжига (рис. 3).

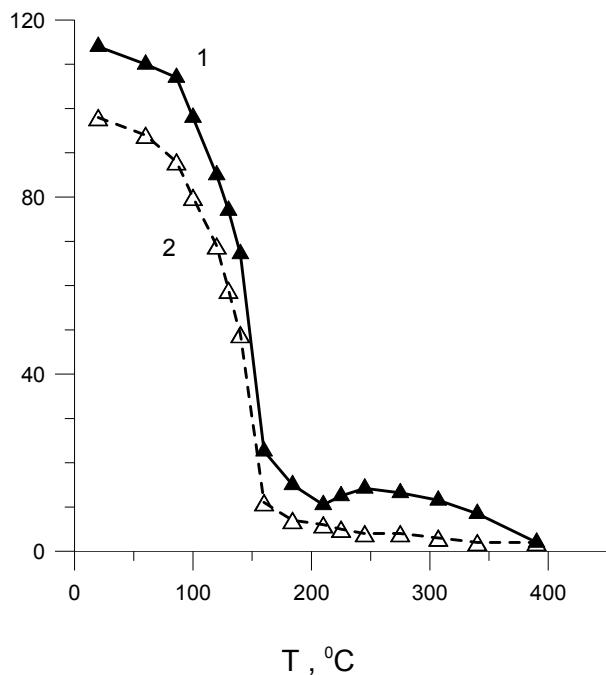


Рис. 3. Температурная зависимость изменения термоЭДС (кривая 1) и удельного электросопротивления (кривая 2) при изохронном отжиге для меди после 8 циклов РКУ-прессования.

100⁰C), (100 – 160⁰C), (160 – 250⁰C) и (250 – 400⁰C), в диапазоне температур от 160 до 250⁰C твердость практически не меняется. То есть 3-я область возврата электросопротивления (160 – 400⁰C) как бы структурируется и проявляет 2 области, имеющие разную скорость возврата твердости. Такая же особенность изменения твердости технической чистой меди наблюдается и в работе [11] в диапазоне от 200 до 250⁰C (более высокий температурный диапазон объясняется меньшей чистотой меди).

На кривой изменения термоЭДС с температурой уже можно выделить 5 характерных областей возврата термоэлектрических свойств, здесь диапазон (160 – 400⁰C) уже состоит из трех областей с разной скоростью и даже направлением изменения свойств, а именно (160 – 200⁰C), (200 – 250⁰C) и (250 – 400⁰C). Можно сделать вывод, что в области температур от 200 до 250⁰C происходит отжиг дефектов, дающих отрицательный вклад в термоЭДС меди, в то время как в остальных температурных областях отжигаются наведенные деформацией дефекты, вносящие положительный вклад в термоЭДС.

На основании температурной кривой возврата термоэлектрических свойств можно сделать следующие количественные и качественные выводы. Прежде всего, принимая во внимание величину наведенного термоэлектрического эффекта при РКУ-прессовании (112 нВ/К) и изменение термоЭДС на единицу плотности дислокаций в меди при комнатных температурах, равную $0,9 \cdot 10^{-10}$ нВ см²/К [6, 9], можно сказать, что наведенная РКУ деформацией плотность дислокаций составляла величину не ниже, чем $1,2 \cdot 10^{12}$ см⁻². (Отметим, что такого рода оценки по изменению электросопротивления менее точны в виду сильной зависимости сопротивления от температуры, причем, ТКС проявляет сильную зависимость от степени разупорядоченности металла.) Согласно оценкам Коттрелла, для меди пороговая плотность дислокаций, выше которой происходит перегруппировка атомов, и дислокация уже не может существовать, составляет $(2,4 - 10,8) \cdot 10^{12}$ см⁻² [12]. Вероятно, локально такая высокая плотность дислокаций имеет место, вызывая фрагментирование металла, разворот фрагментов и образование мелкодисперсной зернограницной структуры.

Обсуждение результатов

Сравнение поведения кривых на рисунках 2 и 3 позволяет сделать вывод, что до температуры 100⁰C и после температуры 250⁰C изменение как твердости, так и удельного электросопротивления и термоэлектродвижущей силы происходит достаточно медленно. Наиболее сильное изменение свойств наблюдается в диапазоне от 100 до 160⁰C. Это область начала рекристаллизационных процессов. На кривой изменения электросопротивления $\Delta\rho(T)$ можно выделить 3 температурные области изменения свойств (20 – 100⁰C), (100 – 160⁰C) и (160 – 400⁰C), которые характеризуются разной скоростью возврата.

В температурной зависимости возврата твердости $HV(T)$ в том же температурном диапазоне можно выделить 4 таких области: (20–

Далее можно заключить, что до температуры 200°C происходит отжиг дислокаций и границ фрагментов, вносящих положительный вклад в термоЭДС. При этом, как показали результаты наших структурных исследований, до температуры 100°C размер фрагментов практически не меняется и остается на уровне < 1 мкм, однако, термоЭДС хотя и медленно, но уменьшается. Поэтому можно полагать, что до 100°C происходит перераспределение дислокаций, снятие напряжений, образование дислокационных стенок, формирование более равновесных границ и очищение внутренних областей фрагментов от хаотически распределенных дислокаций. В температурном диапазоне $100 - 200^{\circ}\text{C}$ происходит интенсивное падение термоЭДС, что свидетельствует об интенсивном отжиге дислокаций и неустойчивых границ фрагментов дислокационного происхождения. Размер зерен при этом увеличивается, в среднем, до 3–4 мкм.

В температурном диапазоне от 200°C до 250°C изменение термоЭДС меняет знак. Это означает, что происходит отжиг высокоугловых границ зерен общего типа, характеризующихся высокой степенью дилатации решетки и вносящих отрицательный вклад в термоЭДС меди. В этом диапазоне размер зерна увеличивается в среднем от 3 до 6 мкм. Далее, начиная с 250°C , наряду с высокоугловыми границами общего типа начинают отжигать и высокоугловые границы специального типа, а затем и более устойчивые малоугловые гранцы. Эти процессы конкурируют и локально могут доминировать те или иные из них, в зависимости от того, где возникают наиболее предпочтительные энергетические условия.

Настоящие выводы носят в определенной степени предположительный характер, так как основаны только на микроскопии структуры и термоэлектрических измерениях. Для более точного анализа необходимо было бы проведение электронно-микроскопических исследований в просвечивающем режиме с анализом разориентировок и типов границ, но мы не имели такой возможности. Тем не менее, можно заключить, что использование термоЭДС в качестве метода исследования позволяет получить дополнительную информацию о структурных изменениях в металлах к той, которую традиционно получают на основе измерения твердости и электросопротивления.

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского Фонда фундаментальных исследований (грант Ф06-240).

Список литературы

1. Н. Ф. Кунин. Труды ЧИМЭСХ (1959) вып.7, 302-308.
2. J. Polak. Czech. J. Phys. (1964) **B14**, 176-188.
3. С.Д. Герцрикен, М.М. Новиков, В.С. Копань. Укр. физ.журн. (1959) **4**, № 3, 293-298.
4. А.А. Лухвич. Влияние дефектов на электрические свойства металлов. – Мн., наука и техника, 1976.
5. А.С. Каролик. ФММ (1988) **65**, вып.3, 463-470.
6. A.S. Karolik. J. Phys. : Condens. Matter (2001) **13**, 1093-1102.
7. A.S. Karolik. J. Phys. : Condens. Matter (2005) **17**, 3567-3574.
8. А.С. Каролик, А.А. Лухвич, В.И. Шарандо. ФММ (1993) **75**, 38-41.
9. А.С. Каролик, А.А. Лухвич, В.И. Шарандо. ФММ (2004) **98**, 25-28.
10. И.М. Макаров. Материаловедение (1999), № 9, 47-53.
11. Н.А. Ахмадеев, Р.З. Валиев, В.И. Копылов, Р.Р. Малюков. Металлы (1992), № 5, 96-101.
12. R. M. J. Cotterill. Phys. Lett. (1977) **60A**, 61-62.

ВЛИЯНИЕ РЕЖИМОВ СОВМЕЩЕНИЯ КОМПОНЕНТОВ В ЧЕРВЯЧНОМ ЭКСТРУДЕРЕ НА ПРОЧНОСТЬ СТЕКЛОАРМИРОВАННЫХ ТЕРМОПЛАСТОВ

Ставров В. П., Шубенкова Е. В.

Белорусский государственный технологический университет, Минск, Беларусь
vpstavrov@user.unibel.by

Введение

Термопластичные полимеры, армированные непрерывными и длинными стеклянными волокнами, относятся к перспективным конструкционным материалам [1–4]. Однако вследствие высокой вязкости расплавов термопластичных полимеров затруднено совмещение их с волокнистыми наполнителями. Высокая производительность компаундирования и однородность композиции могут быть достигнуты при совмещении в червячном экструдере. В то же время известно, что высоких скоростях и накопленных деформациях сдвига волокна интенсивно разрушаются, и потому снижается прочность получаемого материала [4–7]. Теоретические основы совмещения волокон с полимерным расплавом в червячном экструдере разработаны недостаточно, чтобы управлять процессом по критерию прочности получаемого материала.

Цель данной работы – установление на основе анализа условий разрушения хрупких стеклянных волокон, совмещаемых с полимерным расплавом в винтовом канале червячного экструдера, количественных характеристик связи между параметрами процесса экструзии, длиной волокон и прочностью получаемых композиций.

Метод оценки прочности материала. При течении в винтовом канале червячного экструдера перемещения и скорости частиц полимерной композиции имеют продольную составляющую, зависящую от градиента давления по длине червяка, и циркуляционную составляющую, зависящую от реологических свойств расплава и параметров поперечного сечения канала.

Полимерный расплав обычно считали нелинейно-вязкой жидкостью со степенным законом течения. Параметры закона течения – коэффициент консистенции и показатель степени, определяемые экспериментально и существенно зависящие от природы полимера и от температуры. В качестве обобщенной характеристикой реологических свойств расплавов в процессе течения принимали эффективную вязкость

$$\mu_e = \mu \cdot \dot{\gamma}^{n-1}, \quad (1)$$

где μ – коэффициент консистенции; $\dot{\gamma}$ – скорость сдвига; n – показатель степени в законе течения полимера.

Степенной закон течения имеет и композиция полимерного расплава с наполнителем при малых концентрациях наполнителя (если его объемная доля $P_a = 0,1\text{--}0,3$). Коэффициент консистенции композиции оценивали по приближенной формуле [4]

$$\mu = \mu_m \cdot (1 - P_a)^{-n}, \quad (2)$$

где μ_m – коэффициент консистенции, n – показатель степени в законе течения матричного полимера.

Распределение скоростей частиц, скоростей сдвига и накопленных деформаций сдвига по поперечному и продольному сечениям находили на основе математической модели течения расплава в канале червячного экструдера [6]. По этим параметрам рассчитывали положение волокон и действующие на них силы.

Возможны два механизма разрушения хрупких стеклянных волокон, движущихся в канале червяка вместе с полимерным расплавом [8]. Искривление волокон, конфигурация которых на различных участках изменяется в процессе перемещения, приводит к разрушению от напряжений изгиба (рис. 1).

Координаты волокна в поперечном и продольном сечениях канала, отсчитываемые от некоторого исходного положения, и результирующее перемещение волокон находили по скоростям частиц расплава в циркуляционном и продольном движениях. Затем по известным формулам вычисляли радиусы кривизны волокон в сечениях и в пространстве как функции координат. Полагали, что разрушение волокна диаметром d произойдет в результате изгиба, если радиус кривизны достигнет значения

$$R^* = d \cdot E / 2 \cdot \sigma_a, \quad (3)$$

где σ_a^* – разрушающее напряжение; E – модуль Юнга.

Длину фрагмента, получаемого после разрушения волокна, вычисляли по формуле

$$l^* = \int_{y_0}^{y^*} \sqrt{1 + x'(y)^2} dy, \quad (4)$$

где y_0 – ордината конца волокна; y^* – ордината сечения, в котором кривизна волокна достигла критического значения.

Распределение длины фрагментов, образующихся после разрушения при изгибе, строили, предполагая, что ординаты y_0 распределены равномерно по сечению канала.

При обтекании длинного волокна, один конец которого закреплен (находится в области малых скоростей), на поверхности действуют касательные напряжения, обуславливающие растягивающие напряжения в волокне (рис. 2).

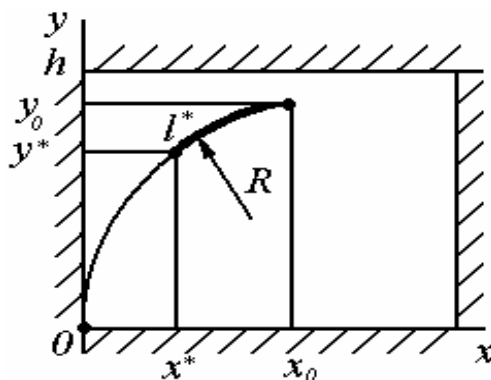


Рис. 1. Схема изгиба волокна (h – глубина канала)

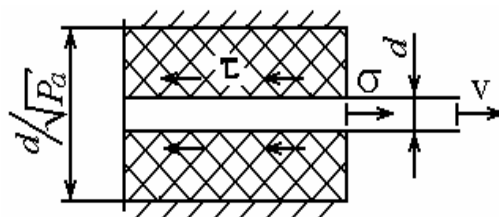


Рис. 2. Схема растяжения волокна

Касательные напряжения на поверхности волокна находили из условия течения вдоль его оси прослойки расплава, окружающей это волокно. Диаметр элементарной цилиндрической ячейки, показанной на рис. 2, равен $d/\sqrt{P_a}$, где d – диаметр волокна; P_a – объемная доля волокна в ячейке, принимаемая равной объемной степени наполнения расплава волокнами. Тогда скорость сдвига на поверхности волокна, вытягиваемого со скоростью v , равна

$$\dot{\gamma} = 2\nu(1-n) \left[d \cdot n(1 - P_a^{(1/n-1)/2}) \right]^{-1}. \quad (5)$$

Волокно разрушается, если напряжения от равнодействующей сил на его поверхности достигают разрывного напряжения σ_a . Полагая, что касательные напряжения τ распределены равномерно, из этого условия находили длину отрываемого фрагмента волокна $l^* = \sigma_a d / 2\tau$. Подставив сюда формулу касательное напряжение, выраженное через скорость сдвига согласно (5), рассчитанную из условий течения расплава, получали длину отрываемых фрагментов волокон как функцию показателей реологических свойств композиции и скорости течения. Распределение длины волокон в композиции находили, приняв, что волокна равномерно распределены по сечению канала.

Возможность разрушения волокон по двум изложенным выше механизмам дает основания предположить, что распределение их длины в композициях, получаемых в результате совмещения с полимерным расплавом в червячном экструдере, может быть представлено комбинацией двух законов распределения, каждый из которых характеризует один из механизмов. Это подтверждается результатами эксперимента [8].

Прочность при растяжении материала, хаотически армированного волокнами, оценивали, используя модифицированную формулу Келли–Тайсона [9]

$$\sigma^* = \sigma_c(1 - P_a) + k_o P_a \left[2 \left(\frac{\tau_c}{d} \right) \cdot \int_0^{l_k} z \cdot f_\lambda(z) dz + \sigma_a \cdot \int_{l_k}^{l_0} f_\lambda(z) dz \right], \quad (6)$$

где σ_c – прочность при растяжении полимера; τ_c – прочность адгезионной связи на границе волокно-полимер; σ_a – прочность волокна при растяжении; k_o – коэффициент, учитывающий ориентацию волокон ($k_o = 0,3-0,6$); l_0 – исходная, l_k – критическая длина волокон, определяемая из условия равенства прочности волокна и сил сцепления на его поверхности; $f_\lambda(z)$ – плотность распределения длины волокон.

Результаты расчета и их обсуждение

Расчет параметров течения расплава, критериев разрушения и длины волокон проводили численно с применением пакета Mathcad. Приняты параметры червяка, близкие к значениям, имевшим место в экспериментах [8]: диаметр 32 мм, угол подъема винтовой линии нарезки $17^\circ 42'$, ширина гребня витка 4 мм, зазор между гребнем и цилиндром 0,3 мм. Варьировали длину червяка от 100 до 500 мм, глубину канала от 3 до 5 мм, частоту вращения от 2 до 5 об/с, вязкость и расход расплава, градиент давления по длине червяка. Следует заметить, что два последних параметра не могут быть заданы произвольно, поскольку при каждой фиксированной частоте вращения червяка они связаны между собой характеристикой экструдера.

Задавали значения параметров закона степенного течения расплава, типичные для полипропилена (ПП) при температурах от 200 до 280°C и для полиэтилентерефталата (ПЭТФ) при температурах от 270 до 300°C. При расчетах приняты следующие значения параметров волокон, типичные для стеклоровинга ЕС13-2400: $d = 13$ мкм; $\sigma_a = 1$ ГПа; $E = 70$ ГПа; условие разрушения при изгибе $R^* = 0,45$ мм.

Рассчитывали длину фрагментов, получаемых в результате разрушения волокон в результате изгиба и растяжения. Строили плотности распределения длины волокон после разрушения.

В исследованном диапазоне параметров матричного полимера и процесса компаундирования длина фрагментов, образующихся при разрушении от изгиба, значительно меньше, чем фрагментов, получающихся после разрыва волокон (рис. 3 и 4).

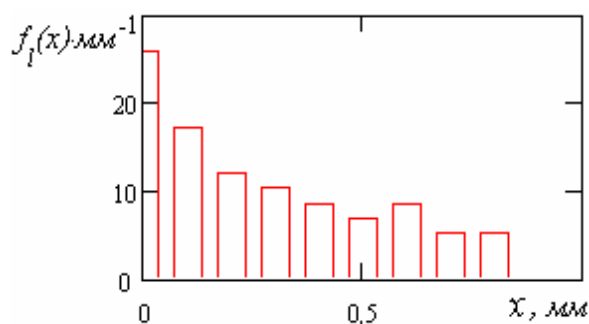


Рис. 3. Распределение длины фрагментов, образующихся при разрушении от изгиба

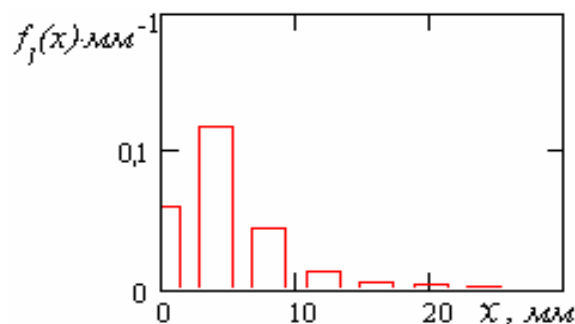


Рис. 4. Распределение длины волокон после разрыва

Наиболее вероятно разрушение волокон от изгибающих напряжений в начальный период их перемещения в винтовом канале червяка. Как длина фрагментов волокон, так и разрушающее напряжение для материала, вычисленное по формуле (6), определяются, в первую очередь, именно этим механизмом.

Расчеты показали, что снизить поврежденность волокон от изгиба можно за счет увеличения глубины канала червяка (рис. 5).

Установлено также, что при фиксированных значениях расхода и градиента давления средняя длина фрагментов, образующихся в результате изгиба волокон, и прочность материала возрастают по мере увеличения эффективной вязкости композиции (рис. 6). Этот факт объясняется тем, что с увеличением эффективной вязкости расплава уменьшается кривизна волокна в поперечном сечении канала (см. рис. 1).

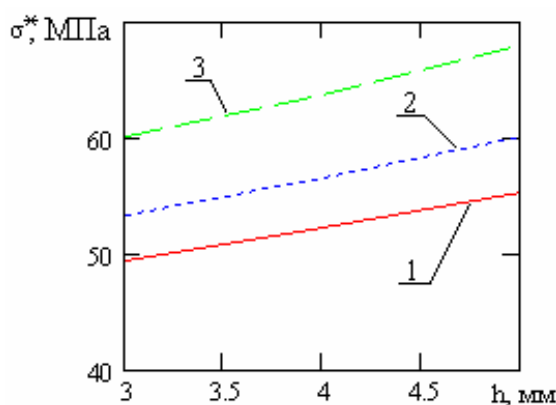


Рис. 5. Зависимость прочности при растяжении от глубины канала червяка при эффективной вязкости: 1 – 50 Па·с; 2 – 66; 3 – 100 Па·с.

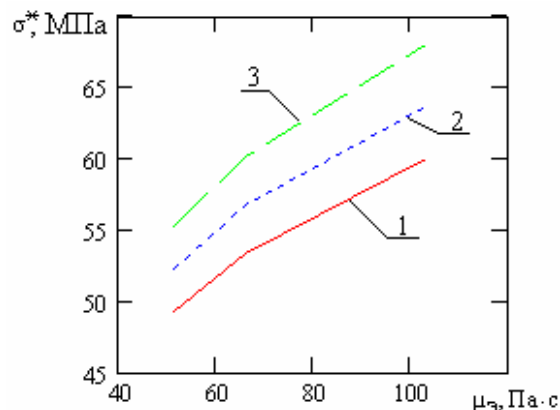


Рис. 6. Зависимость прочности при растяжении от эффективной вязкости полимерного расплава при глубине канала червяка: 1 – 3 мм; 2 – 4 мм и 3 – 5 мм.

В то же время с увеличением вязкости композиции возрастает вероятность разрушения волокон путем разрыва. Наибольшие линейные скорости и скорости сдвига имеют частицы, движущиеся вблизи поверхности червяка. В этой области и наиболее вероятно разрушение волокон путем разрыва. С увеличением степени наполнения средняя длина волокон уменьшается, а доля волокон, разрушающихся путем разрыва, возрастает. При совмещении волокон с низковязкими расплавами вероятность разрушения волокон путем разрыва мала. Так, в случае совмещения стеклянных волокон с

расплавом ПЭТФ доля разрываемых волокон менее половины, а длина отрываемых фрагментов более 50 мм.

Чтобы предотвратить разрывы волокон, достаточно исходную длину волокон задавать меньше критической, определяемой из условия разрыва, а частоту вращения червяка согласовать с вязкостью расплава. Но для получения однородной композиции потребуется либо увеличить длину червяка, либо снизить расход, увеличив тем самым накопленную деформацию сдвига.

Избежать разрушения волокон путем изгиба намного сложнее. Для этого необходимо изменить их ориентацию в канале. Расчеты по изложенному выше методу дают основания для соответствующих конструктивных и технологических решений. В результате предложен способ компаундирования, позволяющий существенно снизить поврежденность хрупких стеклянных волокон и повысить прочность получаемого композиционного материала.

Выводы

На основе расчета параметров процесса течения матричного полимерного расплава и волокон в винтовом канале червячного экструдера установлены условия разрушения волокон и дана количественная оценка прочности получаемого материала как функции параметров процесса компаундирования.

Установлено, что наибольшее снижение длины армирующих волокон и прочности материала происходит в результате изгиба волокон в сечении винтового канала червяка. Увеличение глубины канала и эффективной вязкости композиции способствуют повышению прочности, но при этом возрастает вероятность разрушения волокон путем разрыва.

Предлагаемый метод расчета позволяет оптимизировать режимы экструзионного совмещения стекловолоконистых наполнителей с полимерными расплавами по критериям прочности композиций.

Список литературы

1. Comprehensive composite materials, Vol. 2. Polymer matrix composites. Oxford: Elsevier, 2000. – 759 p.
2. Ставров В. П. Механика и технология композиционных материалов с термопластичной полимерной матрицей // Материалы, технологии, инструменты. - 2005, Т. 10, № 4, с. 94–100.
3. Henning F., Ernst H., Brüssel R. LFTs for automotive applications, Reinforced Plastics, 2005, Vol. 49, No 2, pp. 24–33.
4. Ставров В.П. (2006), Формообразование изделий из композиционных материалов, Минск.: БГТУ. – 482 с.
5. Тадмор З., Гогос К. Теоретические основы переработки полимеров, М.: Химия, 1984. – 632 с.
6. Торнер Р.В. Теоретические основы переработки полимеров, М.: Химия, 1977. – 456 с.
7. Ким В.С., Скачков В.В. Диспергирование и смешение в процессах производства и переработки пластмасс, М.: Химия, 1988. – 239 с.
8. Ставров В.П., Шубенкова Е.В. Механизмы разрушения стекловолокна при совмещении с полимерным расплавом в червячном экструдере/ The 4th Int. Symp. on Failure Mechanics of Materials and Structures. - Augustów, 2007, pp. 251-254.
9. Ставров В.П., Шубенкова Е.В. Метод оценки ресурсосберегающего эффекта прямого компаундирования при изготовлении профильных изделий из стеклоармированных термопластов // Материалы, технологии, инструменты, 2007, Т. 12, № 1, с. 82–86.

УДК 621.762.4

ВЛИЯНИЕ УПРОЧНЯЮЩЕЙ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОЙ ОБРАБОТКИ НА МИКРОСТРУКТУРУ ПОРИСТОГО ТИТАНА, ПОЛУЧЕННОГО МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОИМПУЛЬСНОГО СПЕКАНИЯ

Белявин К. Е., Минько Д. В., Решетников Н. В.

ГНУ «Институт порошковой металлургии», Минск, Беларусь
dz-m@tut.by

Проведен анализ влияния вакуумного спекания и электроразрядной обработки на микроструктуру и прочность пористых заготовок из порошка титана, полученных методом электроимпульсного спекания

Введение

В настоящее время пористые порошковые материалы (ППМ) широко применяются в различных отраслях народного хозяйства. Наиболее широкое распространение получило применение ППМ в качестве фильтров, назначение которых сводится к отделению газов и жидкостей от посторонних примесей [1]; для транспорта жидкостей по поровым каналам под действием капиллярных сил в капиллярных насосах [2–5], фитилях тепловых труб, испарителях, конденсаторах; в качестве огнепреградителей и глушителей шума и для многих других случаев [6–11].

Также широкое распространение ППМ получили в медицине, например, для использования в качестве материалов имплантатов (дентальных, челюстно-лицевых, элементов имплантатов тазобедренных суставов и т.д.) [12, 16]

Для изготовления ППМ, на сегодняшний день, предлагается и используется широкая гамма порошков различных материалов (от керамики и металлов до различного рода полимеров) [4]. Однако большое разнообразие материалов, конструкций и методов получения изделий не решает всех задач, поставленных постоянно развивающимися отраслями народного хозяйства. Так, например, применение титановых имплантатов с пористой поверхностью из сферических порошков титана в современной медицине обусловлено важными преимуществами, которыми они обладают по сравнению с различными существующими конструкциями титановых имплантатов с измененной морфологией поверхности. Разветвленная система пор, образованная спеченным порошком, хорошо подходит по своим параметрам для процесса прорастания костной ткани (остеоинтеграции), позволяя пожизненно зафиксировать имплантат в организме пациента. В то же время, сферическая поверхность частиц порошка хорошо передает нагрузку, не травмируя кровеносные сосуды. Это позволяет уменьшить реакцию отторжения за счет более равномерного распределения напряжений вокруг функционирующего имплантата. Клинические результаты показывают, что такие имплантаты имеют более стабильные физические и химические свойства [13].

В конце 90-х г.г. в Институте порошковой металлургии разработана технология получения ППМ из порошков титана со сферической формой частиц, заключающаяся в спекании в вакууме пористых заготовок, сформованных методом электроимпульсного спекания (ЭИС). При пропускании через порошок титана импульса электрического тока длительностью $\sim 10^{-5} \dots 10^{-3}$ с [16] происходит локальный разогрев порошка в зоне контакта и их спекание с образованием контактных шеек размером $0,1 \dots 0,2$ диаметра частицы. При этом получается пористая заготовка с однородной плотностью и формой,

близкой к готовой. Данная технология позволяет работать с трудноформуемыми сферическими порошками титана и без применения связующих веществ, вносящих в исходный материал посторонние примеси, а дальнейшее спекание в вакууме с остаточным давлением $\sim 10^{-3}$ Па в течение 2–3 часов при температуре 1200–1300 °С позволяет увеличить прочность исходных заготовок за счет увеличения размеров контактных шеек между частицами порошка до 0,3–0,4 диаметра частицы. При этом форма частиц порошка и пористость остается практически неизменной [16].

Основным недостатком такой технологии изготовления ППМ является рост зерна титана в процессе вакуумного спекания. Это связано с длительным нахождением пористых заготовок под воздействием температур, значительно превышающих температуру рекристаллизации. Образование крупнозернистой структуры отрицательно сказывается на усталостных свойствах получаемых ППМ [1].

В качестве альтернативы вакуумному спеканию, было решено прибегнуть к методу электроразрядной обработки (ЭРО) в защитной атмосфере, заключающегося в дополнительном пропускании через полученную с помощью ЭИС пористую заготовку импульсов переменного электрического тока длительностью $10^{-1} \dots 10^1$ сек. В процессе ЭРО тепловыделение с образованием жидкой фазы и ростом площади межчастичных контактов происходит, преимущественно, в области контактных шеек между частицами. Длительность процесса ЭРО в сотни раз меньше длительности процесса вакуумного спекания, что в значительной степени замедляет процесс образования крупнозернистой структуры.

Целью данной работы является исследование влияния ЭРО в защитной атмосфере на микроструктуру и прочность пористых заготовок из порошка титана, полученных методом ЭИС.

Материалы, оборудование и методики исследований

В качестве материала для изготовления образцов использовался сферический порошок титанового сплава марки ВТ1-0 ГОСТ 19807-91 фракции $(-0,4+0,315)$ мм. Из порошка методом ЭИС были изготовлены пористые образцы диаметром 4 мм и высотой 10 мм. Для проведения микроструктурного анализа общее количество образцов разделили на три партии.

Первую партию образцов дополнительному температурному воздействию не подвергали. Вторую партию образцов спекали в вакууме в течение 3 часов при температуре 1300 °С. Третью партию образцов подвергли ЭРО в защитной атмосфере аргона в специально разработанной камере. Схема устройства для ЭРО приведена на рис. 1.

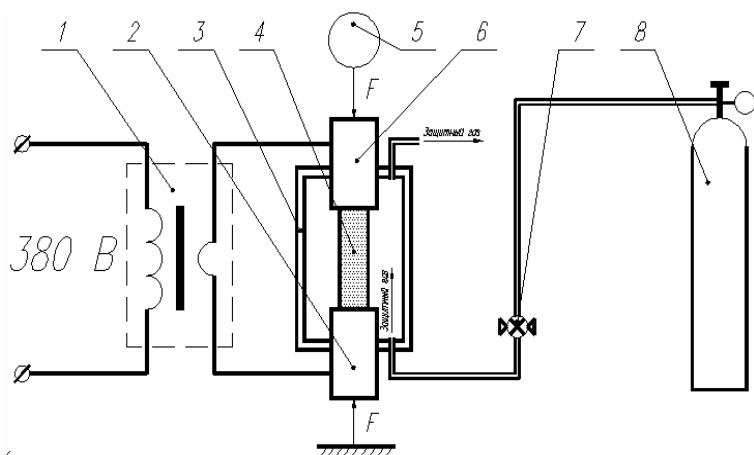


Рис. 1. Схема устройства для ЭРО пористых образцов:

- 1 – понижающий трансформатор;
- 2 – электрод нижний;
- 3 – камера для ЭРО в аргоне;
- 4 – обрабатываемый образец;
- 5 – устройство нагружения;
- 6 – электрод верхний;
- 7 – редуктор;
- 8 – баллон с аргоном

Для получения пористых заготовок из порошка титана использовали установку ЭИС «Импульс-БМ». Для ЭРО пористых заготовок использовали модернизированную машину точечной контактной сварки МТ-2201 с конструктивной доработкой сварочной цепи. Вакуумное спекание заготовок проводили с использованием печи СНВЭ – 1.3.1/16ИЗ.

Для проведения металлографических исследований изготавливали шлифы: образцы подвергали вакуумной пропитке эпоксидной смолой марки ЭД-6 ТУ 84-606-76 в специальном приспособлении [16]. После полимеризации смолы образцы обрабатывались на шлифоприготовительном оборудовании фирмы «Райхерт» (Австрия).

Исследования микроструктуры исходного порошка и образцов проводили на металлографическом микроскопе «Поливар» (фирма «Райхерт», Австрия). Для выявления структуры шлифы травили 5%-ным раствором плавиковой кислоты в дистиллированной воде.

Исследования фрактограмм хрупкого излома проводили с использованием электронного сканирующего микроскопа «CamScan» (Oxford, Англия).

Прочностные испытания проводили на универсальной испытательной машине модели 1195 (фирма «Инстрон», Великобритания) с использованием специально разработанной технологической оснастки.

Результаты исследований

Титановый сплав марки ВТ1-0 ГОСТ 19807-91 является технически чистым титаном и, по классификации титановых сплавов, относится к деформируемым сплавам невысокой прочности и повышенной пластичности, имеет две полиморфные модификации: α -титан с гексагональной плотноупакованной решеткой (ГПУ) и высокотемпературную модификацию – β -титан с кубической объемно-центрированной решеткой (ОЦК). Температура полиморфного $\alpha \rightarrow \beta$ – превращения составляет 882°C. Это превращение может происходить двумя путями. При медленном охлаждении и высокой подвижности атомов оно происходит по обычному диффузионному механизму с образованием полиэдрической структуры твердого α -раствора. При быстром охлаждении – по бездиффузионному мартенситному механизму с образованием игольчатой мартенситной структуры, обозначаемой α' . Кристаллическая структура α и α' , практически однотипна (ГПУ), однако решетка α' более искажена [15].

В отличие от мартенсита углеродистых сталей, являющегося раствором внедрения и характеризующегося высокой прочностью и хрупкостью, титановый мартенсит является раствором замещения, и закалка титановых сплавов на мартенсит α' приводит к небольшому упрочнению и не сопровождается резким снижением пластичности.

На рис. 2 приведена микроструктура частицы порошка титанового сплава ВТ1-0 фракции $(-0,4+0,315)$ мм. Как видно, микроструктура частицы порошка ВТ1-0 представляет собой зерна α -фазы пластинчатой формы.

На рис. 3 представлена микроструктура пористой заготовки, полученной методом ЭИС. Из анализа рис. 3 следует, что в результате ЭИС порошка, в объеме частиц сохраняется микроструктура исходного порошка с незначительными изменениями, а именно: наряду с α -фазой образуется α' -фаза. Это объясняется тем, что в процессе ЭИС охлаждение происходит так же быстро, как и нагрев. Полиморфное превращение при скоростном охлаждении происходит по бездиффузионному мартенситному механизму, что определяет игольчатую (пластинчатую) мартенситную структуру α' -фазы.

На рис. 4 приведена микроструктура пористого образца, полученного методом ЭИС с последующим спеканием в вакууме. Для процесса вакуумного спекания пористых материалов из порошка титана характерны длительная выдержка при температурах, превышающих температуры рекристаллизации и длительное охлаждение. При

этом полиморфное превращение происходит диффузионным путем, и образуется крупнозернистая структура α -фазы. На рис. 5 приведена микроструктура образца, полученного методом ЭИС с последующей ЭРО.

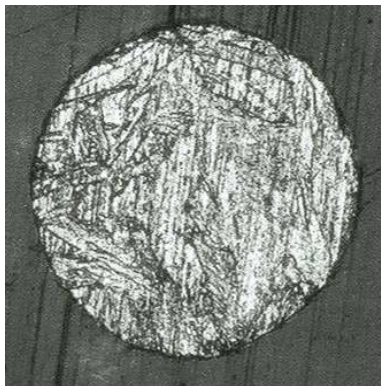


Рис. 2. Микроструктура частицы порошка, $\times 100$



Рис. 3. Микроструктура частиц заготовки, полученной методом ЭИС, $\times 150$



Рис. 4. Микроструктура частиц образца, полученного методом ЭИС с последующим спеканием в вакууме, $\times 200$

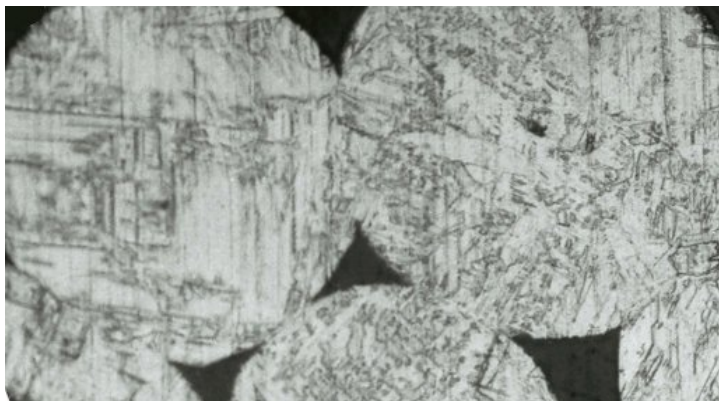


Рис. 5. Микроструктура частиц образца, полученного методом ЭИС с последующей ЭРО, $\times 150$

Анализ рис. 5 показал, что в процессе ЭРО заготовок, полученных методом ЭИС, в связи с высокой скоростью нагрева и охлаждения возможно образование α' -фазы. Такая мелкоигольчатая мартенситная структура образуется при исходной мелкозернистой структуре твердого раствора, образовавшейся после ЭИС, и должна обеспечить высокий комплекс механических свойств ППМ. Скоростному охлаждению в процессе ЭРО свойственны некоторые особенности структурных превращений. Скорости зарождения и роста центров рекристаллизации увеличиваются, в зависимости скорости охлаждения, по экспоненциальному закону, причем рост скорости зарождения происходит более интенсивными темпами, чем повышение скорости роста. Это приводит к тому, что увеличение числа центров рекристаллизации при скоростном охлаждении начинает опережать увеличение скорости их роста. Чем выше скорость охлаждения, тем больше кратность опережения скорости зарождения над скоростью роста. Это создает предпосылки для вовлечения в процесс первичной рекристаллизации большого количества центров, обеспечивающих в условиях торможения их роста получение мелкозернистой структуры.

Образование контакта (перенос вещества из объема частиц в область шейки) между частицами при различных методах спекания (рис. 3, 4, 5) происходит по различным механизмам массопереноса.

В процессе ЭИС происходит быстрый нагрев материала в зоне контакта частиц, образование жидкой фазы и ее кристаллизация с формированием начального межчастичного контакта размером 0,1–0,2 диаметра частицы порошка (рис. 3). При этом, вследствие быстрого отвода тепла вглубь частицы, в контактной зоне образуется метастабильная структура, близкая к аморфному или микрокристаллическому состоянию, наличие которой приводит к активации процесса последующего вакуумного спекания [16].

Для процесса вакуумного спекания заготовок, полученных методом ЭИС, характерен диффузионный механизм увеличения размеров контактных шеек. Вследствие направленного массопереноса происходит увеличение размеров контактных шеек до 0,3–0,4 диаметра частицы и увеличение радиуса закругления линии перехода «частица – контактная шейка – частица», при этом расстояние между частицами существенно не изменяется (рис. 4).

Для процесса ЭРО заготовок, полученных методом ЭИС (рис. 5), наряду с диффузионным механизмом контактообразования, характерен процесс формирования контактных шеек под воздействием пластической деформации. Об этом свидетельствует малый радиус закругления линии перехода «частица – контактная шейка – частица», незначительная деформация частиц и уменьшение расстояний между ними одновременно с увеличением размеров контактных шеек между частицами до 0,3–0,4 диаметра частицы – также как и при вакуумном спекании. При этом ускоренный перенос массы определяется дефектами, устойчивыми в области тех температур, где этот перенос происходит. К дефектам, определяющим высокотемпературную активность, относятся дислокации и микроскопические дефекты типа границ раздела между элементами структуры, капиллярные несплошности и др. При этом мартенсит упрочняют внутризёренные границы и дислокации. Следовательно, количество игольчатой мартенситной структуры влияет на прочность спекания полученных образцов.

На рис. 6, 7 и 8 приведены фрактограммы хрупкого излома образцов, полученных методами ЭИС, ЭИС с последующим спеканием в вакууме, и ЭИС с последующей ЭРО.

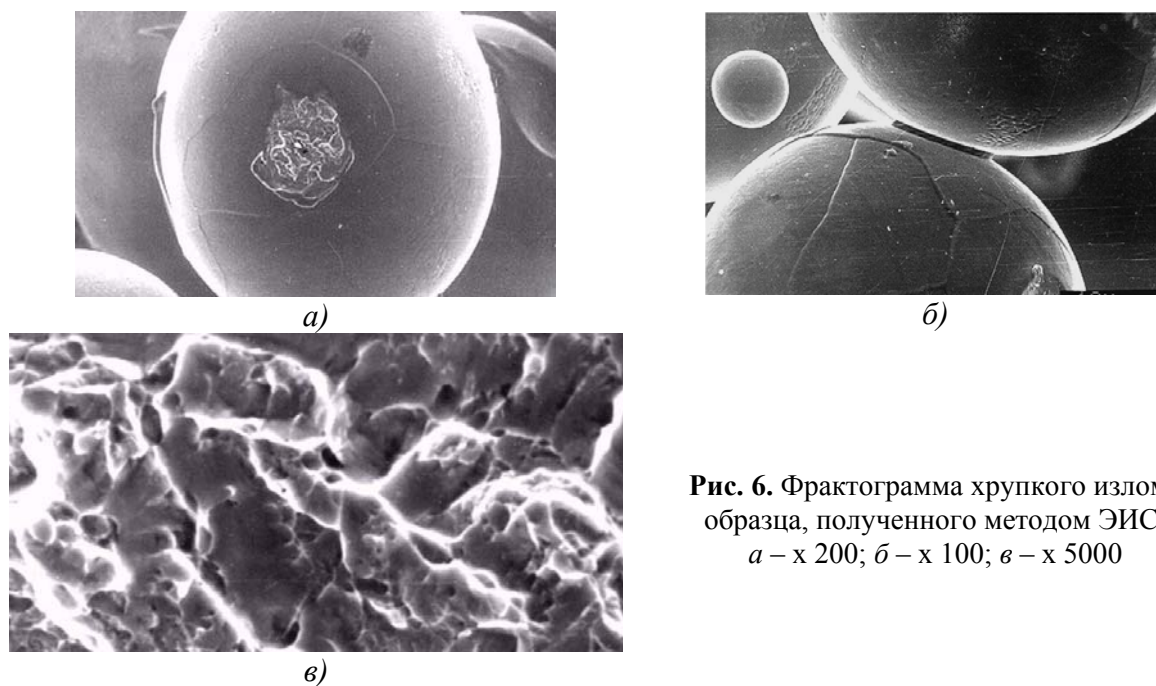


Рис. 6. Фрактограмма хрупкого излома образца, полученного методом ЭИС:
а – $\times 200$; б – $\times 100$; в – $\times 5000$

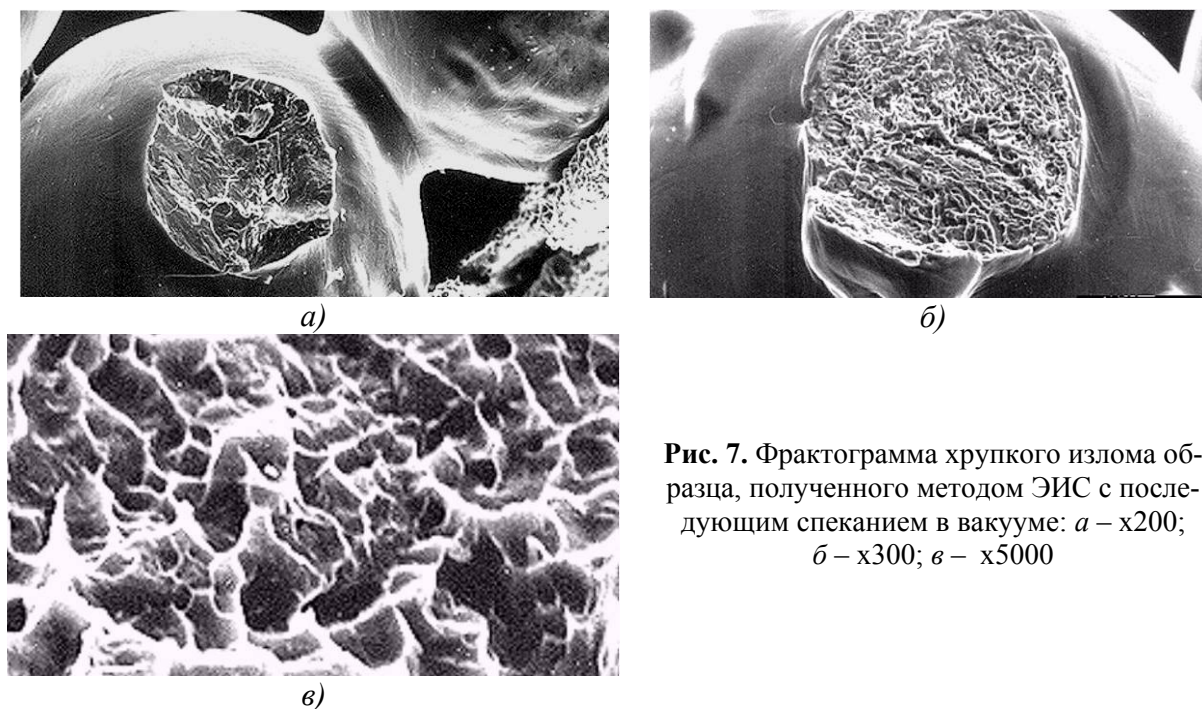


Рис. 7. Фрактограмма хрупкого излома образца, полученного методом ЭИС с последующим спеканием в вакууме: *а* – $\times 200$; *б* – $\times 300$; *в* – $\times 5000$

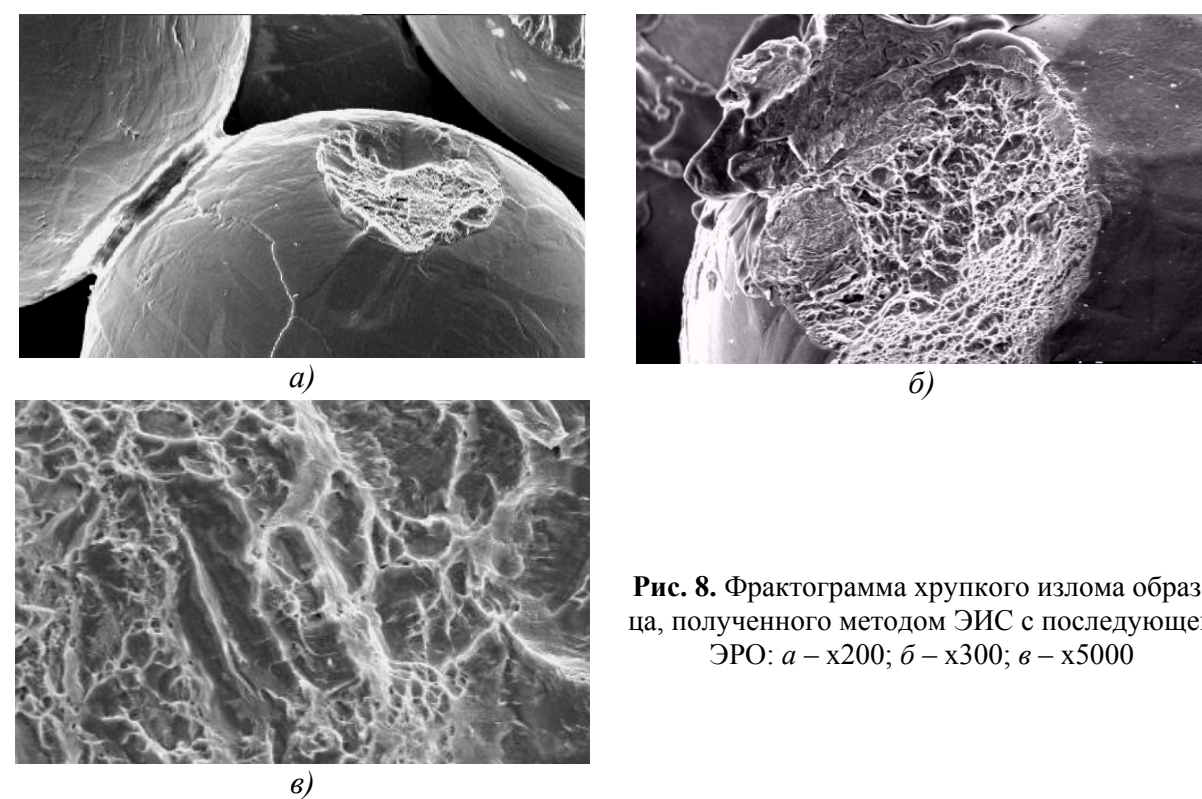


Рис. 8. Фрактограмма хрупкого излома образца, полученного методом ЭИС с последующей ЭРО: *а* – $\times 200$; *б* – $\times 300$; *в* – $\times 5000$

Анализ фрактограмм позволил установить, что при ЭИС (рис. 6) на поверхности разрушения в контактной зоне образцов четко видны фасетки хрупкого излома. У образцов, порученных с применением вакуумного спекания, увеличивается доля вязкого разрушения, на что указывает появление равновесных ямок на фрактограмме (рис. 7), что характерно для крупнозернистой структуры материала.

На поверхности разрушения в контактной зоне у образцов после ЭИС с последующей ЭРО (рис. 8) так же как и при ЭИС (рис. 6), заметны характерные фасетки хрупкого излома, что говорит о сохранении исходной микроструктуры материала образца.

Для оценки влияния процессов вакуумного спекания и ЭРО на прочностные характеристики образцов пористого порошкового материала провели серию сравнительных прочностных испытаний на консольный изгиб.

Результаты испытаний показали, что образцы, полученные методом ЭИС с последующей ЭРО, имеют среднюю прочность, равную 58 МПа.

Сравнительные испытания на консольный изгиб образцов, полученных методом ЭИС с последующим спеканием в вакууме показали, что их средняя прочность составила 50 МПа, что на 20% меньше, чем у образцов, полученных с использованием метода ЭРО и объясняется соответствующей крупно- и мелкозернистой структурой титана.

Выводы

Показано, что замена вакуумного спекания пористых заготовок электроразрядной обработкой (ЭРО), заключающейся в дополнительном пропускании через пористую заготовку импульсов переменного электрического тока длительностью $10^{-1} \dots 10^1$ сек, позволила уменьшить рост зерна титана, привела к увеличению размера контактных шеек и, как следствие, к повышению прочности полученных пористых образцов.

Установлено, что в процессе ЭРО заготовок, полученных методом ЭИС, наряду с сохранением исходной α -фазы и мелкозернистой структуры, происходит образование мелкоигльчатой мартенситной структуры α' -фазы в отличие от образцов с крупнозернистой структурой α -фазы при вакуумном спекании. Показано, что прочность на консольный изгиб образцов, полученных методом ЭИС с последующей ЭРО, на 20% выше прочности образцов, для изготовления которых применялось спекание в вакууме.

Список литературы

1. Андриевский Р.А. Пористые металлокерамические материалы. -М.: Металлургия. - 1964. - 187 с.
2. Спеченные проницаемые материалы и их применение в технике /В.К. Шелег, В.М. Капцевич, Р.А. Кусин //Совершенствование производства изделий порошковой металлургии в республике. – Мн. БелНИИНТИ. - 1981. - С. 21-28.
3. Разработка и применение тепловых труб в различных отраслях техники / Л.Л. Васильев и др.// Совершенствование производства изделий порошковой металлургии в республике. - Мн.: БелНИИНТИ. -1981. - С. 29-33.
4. Витязь П.А. Состояние и перспективы развития порошковой металлургии в Белоруссии // Совершенствование производства изделий порошковой металлургии в республике. - Мн.: БелНИИНТИ. - 1981. - С. 3-16.
5. Исследование свойств тепловой трубы с капиллярной структурой из спеченного порошка хрома / А.Г. Косторнов и др. II Порошковая металлургия. - 1981. - N 3. - С. 47-50.
6. Лев М.Б., Павловская Е.И. Применение пористых металлокерамических перегородок для локализации пламени //Порошковая металлургия. - 1965. - N5. - С. 74-78.
7. Исследование пористых металлокерамических огнепреградителей для локализации ацетилено-кислородного и водородно-кислородного пламени / И.И. Стрижевский, С.М. Солонин, В.С. Пугин и др. II Порошковая металлургия. - 1967. -N9 -С. 18-22.
8. Эксплуатация и регенерация спеченных фильтров, используемых как огнепреградители в детонационных установках / В.А. Смирнов, М.М. Одокненко, Я.А. Астахов и др. // Порошковая металлургия. - 1977. - N 2. - С. 76-80.
9. Гидравлические и акустические свойства пористых металлов. / Г.П. Павлихин, А.Н. Николаев, С.К. Баланцев и др. //Порошковая металлургия. - 1980. - N 7. - С. 95-99.
10. Акустические характеристики пористой бронзы / С.В. Белов, А.С. Терехин, С.К. Баланцев и др. // Порошковая металлургия. -1983 -N1.-С. 22-25.
11. Белов С.В. Пористые металлы в машиностроении. - М.: Машиностроение. - 1981. - 248 с.

12. Современные материалы хирургических имплантатов и инструментов / В.В. Савич, М.Г. Киселев, А.И. Воронович. – 2-е изд. перераб. и доп. – Минск: ООО «ДокторДизайн», 2004. – 104 с.
13. Dr. K.E. Beljavin, Prof. V.K. Sheleg, Dr. D.V. Minko. Application of Porous Products of Spherical Titanium Powders in Implant Surgery. Euro PM2004, Vol.5: PM Applications, p.515-521
14. Порошковая металлургия. Спеченные и композиционные материалы. Под ред. В. Шатта. Пер. с нем. - М.: Металлургия. - 1983 -520с
15. Акэти К, Хара Д Микроструктура и коррозионная стойкость сплавов титана, полученных из смешанного порошка методом спекания сопротивлением //Сэйсан Кэнкю -1976 -т. 28 - N 24. -С. 30-32.
16. К.Е. Белявин, В.В. Мазюк, Д.В. Минько, В.К. Шелег. Теория и практика электроимпульсного спекания пористых порошковых материалов. – Минск. Ремико. – 1997. – 180 с.

УДК. 004.94; 004.942; 519.245

ПРОБЛЕМА ОПРЕДЕЛЕНИЯ НОРМАЛИ К ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА В ДИСКРЕТНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ МОДЕЛЯХ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТВЕРДЫХ ТЕЛ: ПУТИ ЭФФЕКТИВНОГО РЕШЕНИЯ

Шевченко С. В., Стеценко Н. Н., Рушак Е. О.

*Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины,
Киев, Украина*

Рассмотрена проблема обеспечения точного кристаллографического представления поверхностей раздела (границ зерен, межфазных границ, поверхности образца) в дискретных объемных моделях поликристаллических твердых тел. В таких моделях как, например, Монте-Карло, модель рекристаллизации и роста кристаллического зерна (модель Потса) поликристаллический модельный объем представлен в виде набора узлов, характеризующихся диапазоном допустимых дискретных состояний (кристаллографическая ориентация, фазовый состав узла, температура и пр.) причем локальные взаимодействия соседних узлов определяются набором правил взаимодействия. Предложен алгоритм определения нормали к границе раздела, основными достоинствами которого являются: отсутствие необходимости вычислений пространственных функций, однозначность результата, легкость фиксации тройных стыков и четверных узлов для исключения их из процедуры расчета. Применение предложенного алгоритма делает возможным учет зависимостей границ зерен от локального наклона границы.

Алгоритм разработан для кубических модельных решеток, однако допускает обобщение на тетраэдрические решетки, так же часто используемые в вычислительном моделировании.

Введение

Исследование и оптимизация микроструктуры поликристаллов играет большую роль в материаловедении, поскольку является основой для управления и прогнозирования структурно-зависимых свойств материалов. В настоящее время особое место в этой области занимает вычислительное материаловедение [1], и, в частности, дискретные методы моделирования пространственного и временного поведения сложных систем, использующие локальные (детерминированные или случайные) методы преобразова-

ния модельного объема. Например, модели клеточных автоматов и Монте-Карло модели Потса широко применяются при исследовании явлений возврата, рекристаллизации и роста зерен [2], диффузионных фазовых превращений и т.п.

Как правило, модельный объем представлен в виде набора узлов, характеризующихся диапазоном допустимых дискретных состояний (кристаллографическая ориентация, фазовый состав узла, температура и пр.) причем локальные взаимодействия соседних мест определяются набором правил взаимодействия. При всех достоинствах такого подхода, он приводит к серьезным проблемам при учете параметров, зависящих от точной геометрии границ раздела, в частности межфазных границ или границ зерен, поскольку в модельном объеме эти границы не представлены в явном виде. В то же время известно, что свойства и структура межзеренной границы точно определяются тремя параметрами кристаллографической разориентации и направлением нормали к границе раздела (или наклоном границы) [3]. Если параметры разориентации постоянны и могут быть учтены в векторе состояния узла, то наклон границы изменяется постоянно при ее миграции и, в отличие от разориентации, в разных точках границы различен (определен локально). В настоящее время авторам известна лишь одна попытка учета наклона границы раздела в дискретном моделировании [4], однако довольно громоздким и неэффективным способом.

Очевидно, что решение задачи путем построения поверхности, наилучшим образом проходящей через пограничные узлы с последующим определением касательной плоскости, не представляет сложности в каждом конкретном случае. Однако применение такой процедуры необходимо перед каждым элементарным актом моделирования, что делает вычисления практически невозможными, особенно в современных программных комплексах для трехмерного моделирования эволюции микроструктуры и текстуры при термомеханической обработке материала [5].

В данной работе поставлена и решена задача быстрого и максимально точного определения положения нормали к поверхности раздела в дискретной модели. Разработанный алгоритм обеспечивает среднюю точность определения нормали в 1.68 градуса для любых радиусов кривизны, превышающих 25 модельных узлов (т.е. среднего размера зерна больше 10-12 модельных узлов) хотя и приводит к статистически допустимым сбоям (ошибке более 10 градусов) для примерно 1% вычислений. Приведенные данные получены для сферических объектов различного радиуса, точка на поверхности которых выбиралась случайным образом – т.е. были равномерно представлены все возможные положения нормали и было возможно провести сравнение с точным значением.

Математическое и статистическое обоснование.

Рассмотрим алгоритм на примере описания межзеренной границы поликристаллического твердого тела в трехмерной дискретно модели, модельный объем которой составляют модельные узлы (МУ), размещенные в виде простой кубической решетки [2, 5]. В отличие от разориентации (GBM) кристаллических решеток на границе зерна, наклон (нормаль к плоскости границы, GBI), для искривленной границы не постоянна по ее поверхности и

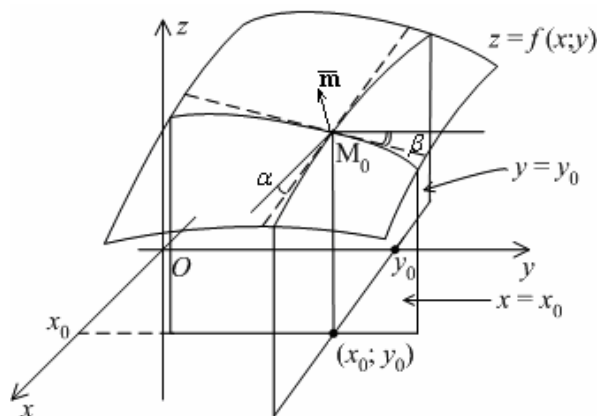


Рис. 1. Геометрия сечений пространства, параллельных плоскостям xz и yz , и график функции $z = f(x, y)$ близкой к границе раздела.

должна быть определена локально. Кроме того, значение GBI постоянно изменяется при миграции межзеренной границы. Таким образом, информация, полученная для данного шага моделирования, не может применяться в дальнейшем. По этой причине точное описание кристаллогеометрии подвижных границ раздела, в том числе, и в виде аналитических приближений, в практическом моделировании не применяется (за исключением единственной известной авторам попытки двумерного моделирования точной геометрии границы раздела [4]). Аналитические приближения не применяются также потому, что в обычных микроструктурах встречаются различные по пространственной протяженности границы, включающие от нескольких десятков до тысяч МУ, что делает создание единого алгоритма для аналитического приближения чрезвычайно сложной задачей.

Рассмотрим границу зерна, совпадающую с функцией $z = f(x, y)$ (рис.1). Наше решение состоит в локальном определении GBI на основании набора плоских линейных аппроксимаций для трех сечений модельного объема, параллельных базисным плоскостям. Для двух из них, например, параллельных xz и yz , проходящих через точку, в которой необходимо определить GBI $M_0(x, y, z)$ частные производные $\partial f/\partial x$ и $\partial f/\partial y$ определяют наклоны касательных в каждом из сечений. Касательная к границе раздела плоскость, очевидно, включает обе касательных. При этом углы α и β определяются из линейного приближения. Положение нормали к границе раздела, однозначно характеризующей GBI в точке M_0 тогда можно записать как

$$\bar{m} = \left(\frac{\partial f}{\partial x}(M_0); \frac{\partial f}{\partial y}(M_0); -1 \right),$$

а уравнение прямой, содержащей нормаль к поверхности границы раздела:

$$\frac{x - x_0}{\frac{\partial f}{\partial x}(M_0)} = \frac{y - y_0}{\frac{\partial f}{\partial y}(M_0)} = \frac{z - z_0}{-1}.$$

Разработан алгоритм, определяющий положение нормали в точке, соответствующей данному МУ, с использованием плоской окрестности размером 7×5 (рис. 2а). Хотя, согласно предложенной процедуре, достаточно двух плоских сечений, в одном из них, в силу геометрических причин, может быть только один МУ, принадлежащий границе раздела (рис. 2б). Мы предлагаем всегда использовать три пары сечений, чтобы избежать такой ситуации.

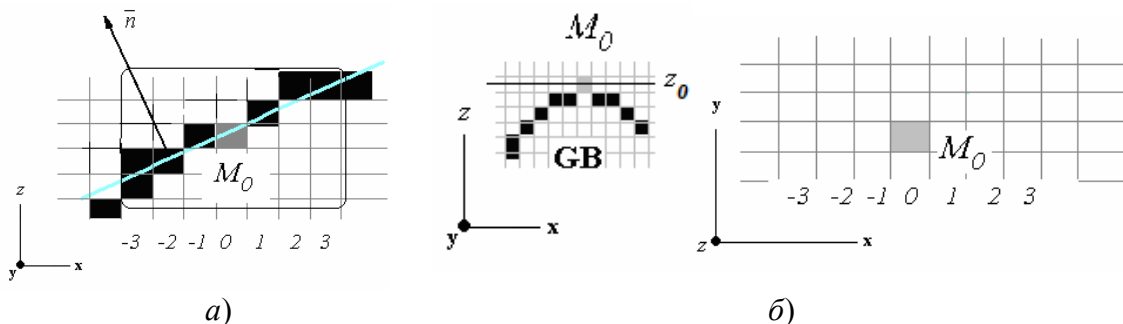


Рис. 2. Сечения поверхности границы раздела: (а) сечение, изображающее МУ, ближайшее M_0 , линейное приближение и проекцию нормали; (б) сечение, содержащее единственный МУ с границы раздела.

Проведен статистический анализ погрешностей реализованного алгоритма. Причины возникновения погрешностей и методика их определения проиллюстрированы рисунком 3.

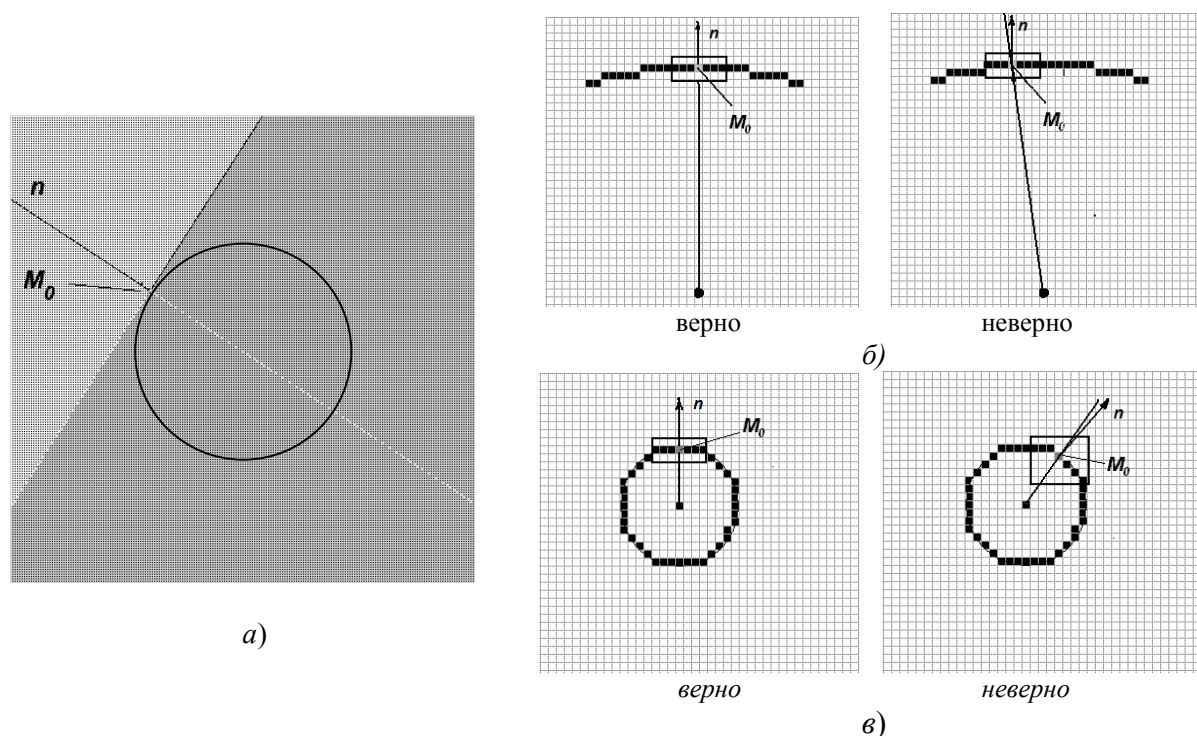


Рис. 3. Сечение тестовой модели, характеризующей точность определения GBI: (а) точный результат для $R = 50$ MU; (б), (в) причины ошибок метода для случая большого и малого радиусов кривизны границ раздела, соответственно.

Для статистического анализа использовалась модель сферической границы раздела с известным центром кривизны, что гарантирует проверку погрешности для всех возможных значений наклонов и позволяет оценить зависимость погрешности определения GBI от локальной кривизны границы раздела (использованы сферы различного диаметра). При этом допустимой ошибкой принято 2 угловых градуса, что соответствует минимальному шагу дискретности угловых величин современных моделей (обычно для построения полюсных фигур или ФРО используют шаг в 5 градусов).

Приемлемые ошибки получены для более чем 99% попыток определения GBI для всех радиусов кривизны границ раздела, превышающих 20MU. Для меньших радиусов кривизны процент точных оценок снижается в среднем до 94%. Статистический анализ погрешностей метода представлен в табл. 1. Для радиусов кривизны, превышающих 50MU, средняя ошибка остается постоянной, т.е. не наблюдается улучшения результатов с дальнейшим ростом радиуса кривизны.

Приложение к трехмерной МС модели. Тестовый пример

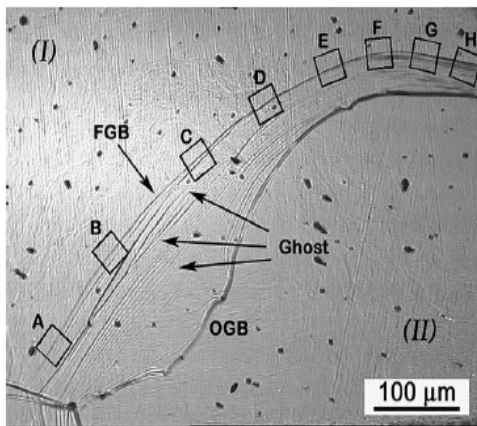
В качестве тестового примера выбрана модель уменьшения изолированного зерна/растворения частицы в матрице другого химического состава. Тест повторяет геометрию МС модели [6], что позволило сравнить результаты моделирования со случаем сжатия сферического зерна в изоморфных условиях.

Разориентация между зерном и матрицей была принята 35 градусов (чистое вращение вокруг оси (001)). Для оценки зависимости эффективной подвижности границы зерна от GBI использованы новейшие экспериментальные данные для системы NiAl [7], рис. 4, эффективная подвижность принята пропорциональной относительной энер-

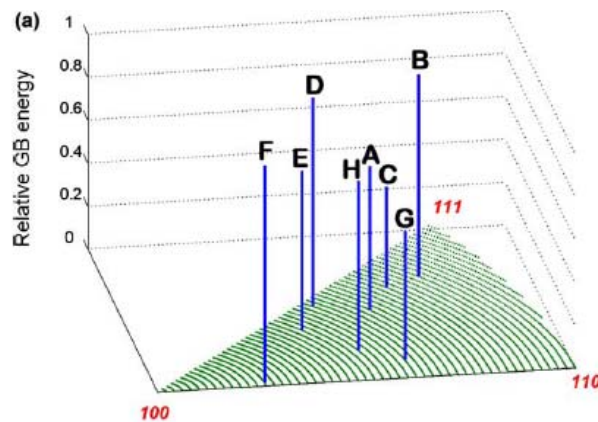
гии границы зерна. В МС модели принята зависимость эффективной подвижности от соотношения наклон/поворот (tilt/twist component, TTC), как показано на рис. 4з.

Таблица 1. Статистический анализ погрешностей определения GBI.

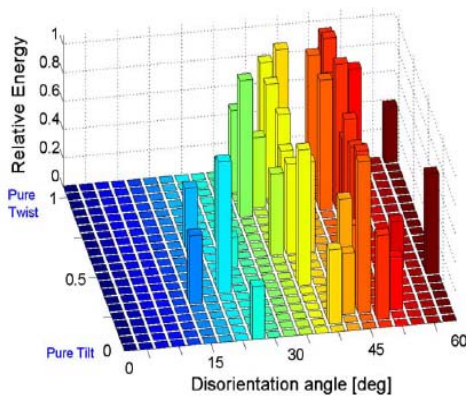
Радиус кривизны, R	100	50	30	25	20	15	10	8
Средняя погрешность, град.	1.641	1.687	2.255	2.536	2.423	4.301	6.562	7.24
Стандартное отклонение, град.	1.029	1.039	1.642	1.77	1.643	3.002	4.301	4.167
Доля точного определения GBI, %	10.5	13.0	11	11	10	8	5	6



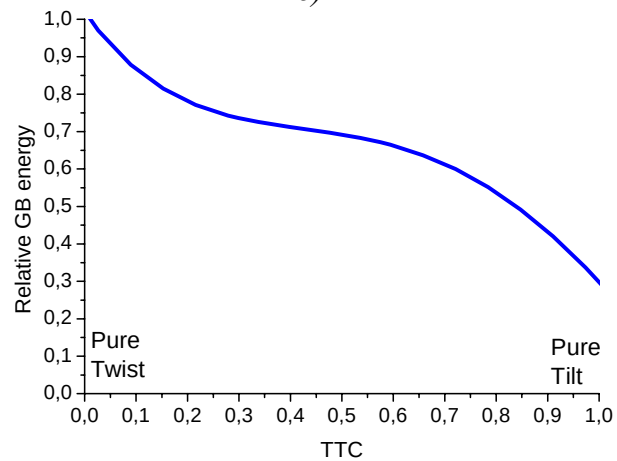
а)



б)



в)



з)

Рис. 4. Эффективная подвижность границы раздела как функция GBI [7]: (а) – граница зерна и ее исследованные участки; (б), (в) – экспериментальные зависимости эффективной энергии от GBI и компоненты наклон/поворот (TTC). з) – усредненная эффективная подвижность границы раздела для интервала разориентаций 30-45 градусов.

В общем случае $0 < TTC < 1$ компонента наклон/поворот представляет долю чистого поворота вокруг оси (001) одного из соседних зерен. Как и ожидалось, учет зависимости эффективной подвижности границы раздела от GBI приводит к различной кинетике границы зерна для различных TTC, и деформации формы зерна, как показано на рис. 5.

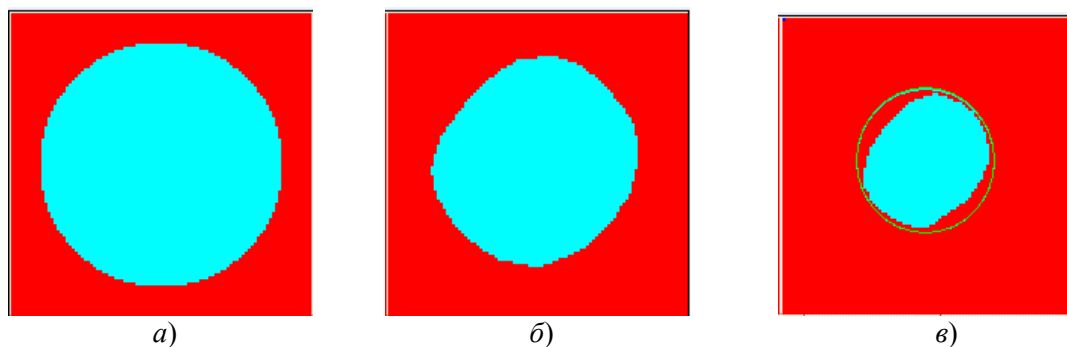


Рис. 5. Сечения сферического зерна, полученные при тестовом МС моделировании: (а) – исходное состояние для $R = 50\text{MU}$; (б), (в) – форма зерна после 50 и 100 циклов моделирования. Очевидны отклонения от сферической формы.

Выводы

Решена задача быстрого и точного определения положения нормали к поверхности раздела в дискретной модели. Разработанный алгоритм является быстрым, обеспечивает среднюю точность определения нормали в $1,68$ градуса для любых радиусов кривизны больших 25 модельных узлов (т.е. среднего размера зерна больше 10 - 12 модельных узлов) хотя и приводит к статистически допустимым сбоям (ошибке более 10 градусов) для примерно 1% вычислений. Приведенные данные получены для сферических объектов различного радиуса, точка на поверхности которых выбиралась случайным образом – т.е. были равномерно представлены все возможные положения нормали и было возможно провести сравнение с точным значением.

Достоинства предложенного метода: отсутствие необходимости вычислений пространственных функций, однозначность результата, легкость фиксации тройных стыков и четверных узлов для исключения их из процедуры расчета. Его применение делает возможным, например, учет зависимостей границ зерен от локального наклона границы в современных трехмерных моделях, таких как [5]. Алгоритм разработан для кубических модельных решеток однако допускает обобщение на тетраэдрические решетки, так же часто используемые в вычислительном моделировании.

Список литературы

1. Кундас С.П. Вычислительное материаловедение – современное состояние и перспективы развития, сб. Актуальные проблемы прочности, Витебск, 2004, стр. 3-10.
2. Ivasishin O.M., Shevchenko S.V., Vasiliev N.L., Semiatin S.L., A 3-D Monte-Carlo (Potts) model for recrystallization and grain growth in polycrystalline materials. Materials Science and Engineering A, **433**, 2006, 216-232.
3. Артемьев А.В. Фионова Л.К. Машинное моделирование структуры границ зерен, сб. Моделирование на ЭВМ дефектов в металлах. Л.: Наука, 1990, стр. 76-92.
4. Raghavan S., Satyam S. Sahay, Modeling the grain growth kinetics by cellular automaton, Materials Science and Engineering A, **445-46**, 2007, 203-209
5. Васильев Н.Л., Шевченко С.В., Ивасишин О.М., Орнатский А.И. Трехмерное Монте-Карло моделирование рекристаллизации и роста зерна в поликристаллах: оптимизация модели Поттса и реализация программного комплекса. Металлофизика и новейшие технологии, т. **27**, 2005, 1471-93
6. Ivasishin, O.M., Shevchenko, S.V., Vasiliev, N.L., and Semiatin, S.L, Acta Mater., 2003, **51**, 1019-1034.
7. Amouyal Y., Rabkin E., Mishin Yu., Correlation between grain boundary energy and geometry in Ni-rich NiAl. Acta Materialia, **53**, 2005, 3795-3805.

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН С ДЕФЕКТАМИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ

Соболев В. Р., Логвинович П. Н.

*Белорусский государственный аграрный технический университет,
Минск, Республика Беларусь*

При исследовании физических свойств твердых тел широко применяются акустические методы, охватывающие диапазон частот от инфра- до гиперзвуковых колебаний, отвечающих, соответственно, долям герца и десяткам, сотням гигагерц. Колебания низких частот позволяют изучать эффекты упорядочения и перестройки атомной структуры материалов, связанные с диффузией примесей и вакансий в кристаллической решетке. Колебания частот звукового и ультразвукового диапазона позволяют изучать различные аспекты пластичности и прочности материалов, определяемые, в том числе, и дефектной структурой. В целом, высокая чувствительность и точность акустических методов дают возможность проводить измерения при уровнях локальных деформаций от 10^{-10} – 10^{-9} , когда выполняется закон Гука и всякие искажения структуры отсутствуют, до 10^{-3} – 10^{-2} , которые отвечают пределам прочности. В дополнение к этому акустические методы, основанные на измерении скорости, фазы и поглощения акустических волн, позволяют вести непрерывные наблюдения за различными физико-химическими превращениями, происходящими в средах, включая кинетику фазовых переходов, изучать характер внутрикристаллических сил, действующих между атомами и ионами [1–4].

Как известно, прочностные свойства материалов определяются не только межатомным взаимодействием, но и типом дефектности кристаллической структуры. По результатам измерения скорости звука упругие модули металлов возрастают с понижением температуры и в области температуры жидкого водорода выходят на насыщение. Это, по сути, означает, что уменьшается вклад ангармонических составляющих в спектре колебаний атомов или ионов. Кроме этого, с понижением температуры естественно ожидать уменьшения эффективности действия механизмов микропластичности, когда твердое тело при малых деформациях приближается к идеально упругой среде. При использовании акустических методов изучения материалов возникает проблема корректной оценки воздействия на скорость звука и фазу зондирующей волны различных факторов. Непосредственно изучаемые процессы могут быть искажены эффектами, связанными с присутствующими дефектами структуры, которые, в зависимости от их количества, могут существенно изменить реализуемые на опыте упругие постоянные по сравнению с их справочными значениями.

В работе представлены результаты анализа комплексного воздействия дислокаций и точечных дефектов на распространение низкочастотных акустических волн. Приняты во внимание механизмы диссипации энергии механических колебаний, обусловленные взаимодействием дислокаций с примесными атомами. В рассмотрении используется струнная дислокационная модель, которая предусматривает способность изогнутой дислокации к выпрямлению под действием линейного натяжения [5–7].

Как известно, упругие поля напряжений дислокаций и примесных атомов взаимодействуют, и, в результате, примесные атомы испытывают со стороны дислокации действие силы притяжения, что заставляет их концентрироваться у дислокаций, образуя так называемые атмосферы. Действительно, с одной стороны от плоскости скольжения

краевой дислокации расположена область всестороннего сжатия, а с другой — растяжения. Атомы элемента, растворенного по способу внедрения, притягиваются к области гидростатического растяжения и размещаются в ней над краем экстраплоскости, поскольку здесь им находиться легче, чем в области совершенной решетки, где подобные атомы создают значительные поля напряжений. Атомы элемента, растворенного по способу замещения, если они больше размеров атомов основной решетки, также будут притягиваться к области всестороннего растяжения. Атомы элемента, растворенного по способу замещения, если они меньше по размеру основных атомов, притягиваются к области сжатия и размещаются над краем экстраплоскости, что дает выигрыш в энергии.

Энергию взаимодействия положительной краевой дислокации с примесным атомом можно представить в виде

$$W = \frac{Gb\delta V(1+\nu)}{1-\nu} \frac{\sin \vartheta}{r}, \quad (1)$$

где r и ϑ — цилиндрические координаты примесного атома относительно прямой линии дислокации и ее вектора Бюргерса, G — упругий модуль сдвига, δV — локальное изменение объема в точке нахождения примесного атома, ν — коэффициент Пуассона, b — величина вектора Бюргерса.

Из выражения (1) следует, что, чем больше фактор размерного несоответствия примесного и основного атомов, тем больше энергия упругого взаимодействия дислокации и примеси. Во избежание расходимости, расстояние r снизу ограничивают величиной вектора Бюргерса, что физически означает применение теории упругости только для области вне ядра дислокации. К примеру, для атома замещения энергия взаимодействия с краевой дислокацией может быть представлена как $W = \frac{4GbR_0^3\varepsilon(1+\nu)}{3(1-\nu)} \frac{\sin \vartheta}{r}$.

Здесь R_0 — радиус собственного атома кристаллической решетки, ε — относительная разность радиусов примесных атомов R_i и собственных атомов, то есть $\varepsilon = \frac{R_i - R_0}{R_0}$.

Максимальная энергия взаимодействия в таком рассмотрении по порядку величины будет $W = \frac{4Gb^3\varepsilon(1+\nu)}{3(1-\nu)}$, и вдоль дислокационной линии длиной L будут распола-

гаться цепочки примесных атомов с количеством в каждой из них L/λ (λ — среднее расстояние между атомами примеси, которое выражается как $\lambda = a \cdot c^{-1/3}$, a — постоянная кристаллической решетки, c — концентрация атомов примеси в области нахождения дислокационной линии). Тогда выигрыш энергии при осаждении вдоль дислокации единичной цепочки примесей можно задать как $\frac{4Gb^3\varepsilon(1+\nu)L}{3(1-\nu)\lambda}$. Соответственно, энер-

гия, приходящаяся на единицу длины дислокации, по смыслу отвечающая дополнительной силе линейного натяжения, есть

$$W_0 \cong \frac{4Gb^2\varepsilon(1+\nu)c^{\frac{1}{3}}}{3(1-\nu)} \quad (2)$$

Подобно тому, как искривленная дислокация при отсутствии примесей, стремясь к минимуму энергии, распрямляется и обретает минимальную длину, так и искривленная дислокация при наличии примесей будет получать дополнительный выигрыш в

энергии, если, распрямляясь, она будет приближаться к прямолинейной цепочке атомов примеси. Это следует из того, что отклонение дислокации от цепочки атомов примесей при искривлении – выгибании приводит к возрастанию энергии как за счет удаления от примесных атомов, так и за счет увеличения длины. По смыслу это выражение отвечает дополнительной силе линейного натяжения, поскольку именно такая величина энергии требуется, чтобы удалить единичный элемент длины дислокации от места расположения примеси на бесконечно большое расстояние. Для закрепленной в узлах дислокационной сетки дислокации удаление от цепочки примесных атомов означает и ее одновременное искривление, то есть удлинение, которое также приводит к увеличению упругой энергии. Следует заметить, что в известных моделях взаимодействия дислокаций с примесями предполагается, что притяжение дислокации к примеси исчезает при малейшем удалении участка дислокации от примеси. Это приводит к лавинообразному отрыву от примесей на всем участке дислокации, закрепленной в точках пересечения с другими протяженными дефектами. Таким механизмом пытаются обосновать наличие гистерезиса в каждой локальной точке пространства между напряжением и деформацией. Исходя из этого имеет смысл механизм взаимодействия дислокационного отрезка с примесными атомами представлять как дополнительный источник упругого натяжения.

Представим дифференциальное уравнение движения дислокационного отрезка в поле знакопеременной силы в приближении струнной модели в виде

$$A \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} + B \frac{\partial \zeta}{\partial t} - C \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} = b\sigma \sin \omega t. \quad (3)$$

Здесь: $A = \rho b^2 / \pi$ – эффективная масса дислокации, приходящаяся на единицу ее длины; ρ – плотность вещества; ζ – величина смещения дислокационного сегмента из положения равновесия вдоль его длины y , которая минимальна в точках закрепления и достигает максимума в центре; t – время; B – коэффициент определяющий силу динамического вязкого трения сегмента, который является функцией температуры, поскольку определяется электронной и фононной составляющими воздействия на смещение атомов из положения равновесия; $C = \frac{2Gb^2}{\pi(1-\nu)} \left[1 + \frac{2}{3}(1+\nu)\epsilon c^{\frac{1}{3}} \right]$ – коэффициент

определяющий силу линейного натяжения дислокации как за счет удлинения, так и за счет взаимодействия с примесями замещения; $b\sigma$ – приведенное к длине дислокации амплитудное значение знакопеременной силы внешнего источника напряжения, действующего с циклической частотой ω . Концентрация примесных атомов вблизи дислокационной линии c связана с равновесной концентрацией примесей вдали от дислокации c_0 так называемым больцмановским фактором $c = c_0 e^{W_0/kT}$.

Применяя известные приемы решения уравнения (3), которые заключаются в первоначальной трансформации указанного уравнения в частных производных с помощью операционного метода к обыкновенному дифференциальному уравнению второго порядка от координаты вдоль длины дислокационного сегмента, его решению и обратному переходу с помощью преобразования Лапласа, было получено выражение для смещения дислокации из положения равновесия под действием внешней периодической силы. Выражение для смещения одной дислокации было использовано для определения амплитуды пластической деформации коллективом дислокаций, распределенных в объеме материала. Далее, используя положения теории о распространении акустических колебаний в неидеальной по упругости среде, микропластическая деформация в упругом поле звуковой волны была отождествлена с механизмом, ответственным за поглощение энергии упругих колебаний, который приводит к затуханию энергии упругих колебаний, наподобие того, как мнимая составляющая скорости электромагнитных

волн приводит к появлению ослабления интенсивности света, описываемому законом Бугера. Используя полученное выражение для амплитуды микропластической деформации, обусловленной колебанием дислокационных сегментов возле положения равновесия, было получено выражение для скорости распространения акустических колебаний, в котором скорость определяется как величина, которая отличается от своего значения в приближении бездислокационного и безпримесного материала

$$v = \left(\frac{G}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \left[1 + \frac{\Lambda}{V} \frac{l^4 \pi^2 (1-v)^2}{4Gb^2 \left[1 + (1+v) \varepsilon c_0 e^{\frac{W}{3kT}} \right]} \frac{B\omega}{1 + \frac{B^2 \omega^2 l^4 \pi^2 (1-v)^2}{16G^2 b^4 \left(1 + (1+v) \varepsilon c_0 e^{\frac{W}{3kT}} \right)}} \right]^{\frac{1}{2}}$$

Здесь $\frac{\Lambda}{V}$ – плотность дислокаций, l – характерная длина дислокационного сегмента.

По смыслу первый множитель является скоростью акустической волны бездефектного материала, а вклад протяженных и точечных дефектов кристаллической структуры определяется поправочным слагаемым к единице во втором множителе. Легко видеть, что присутствие дислокаций с большой плотностью вне зависимости от концентрации примесей ухудшает способность материала передавать энергию акустических колебаний. При этом наличие дислокационных отрезков большой длины приводит к уменьшению скорости звука, что физически означает сравнительную легкость реализации значительных уровней пластической микродеформации, поскольку длинные дислокации легче искривляются под действием приведенного напряжения при прочих равных условиях. Полученное выражение позволяет оценить вклад температурного механизма в эффективный упругий модуль, который возрастает с понижением температуры, поскольку концентрация примесных атомов на дислокациях, может существенно отличаться от своего равновесного значения, вплоть до выпадения новых фаз вблизи протяженных дефектов.

Аналитические результаты по взаимозависимости скорости распространения упругих колебаний и дефектности структуры были численно смоделированы для гипотетического металлического материала близкого по упругим постоянным и плотности к алюминию. На рис. 1 представлена скорость акустической волны как функция плотности дислокаций. На основании представленных данных можно сделать вывод о том, что микропластичность сильнее всего реализуется при частотах колебаний порядка десятков килогерц (кривая 2), что можно связать с комбинированным воздействием инерционных и вязких сил. Для сильно деформированных материалов целесообразно использовать субгигагерцовый диапазон частот.

Критичность в поведении упругих свойств материала по отношению к колебаниям в диапазоне частот $10^4 \div 10^5$ Гц иллюстрируется рис. 2, на котором представлена частотные зависимости скорости звука при различных плотностях дислокаций. Из этого рисунка следует, что при любой плотности дислокаций использование колебаний с частотой 1 МГц и выше предпочтительнее, если требуется избежать воздействия пластичности на фазу зондирующей волны.

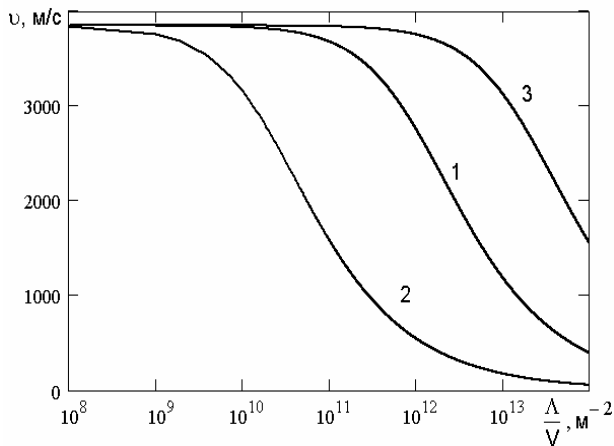


Рис. 1. Скорость акустической волны как функция плотности дислокаций.

1 – $\omega = 10^3$ рад/с; 2 – $\omega = 10^6$; 3 – $\omega = 10^9$

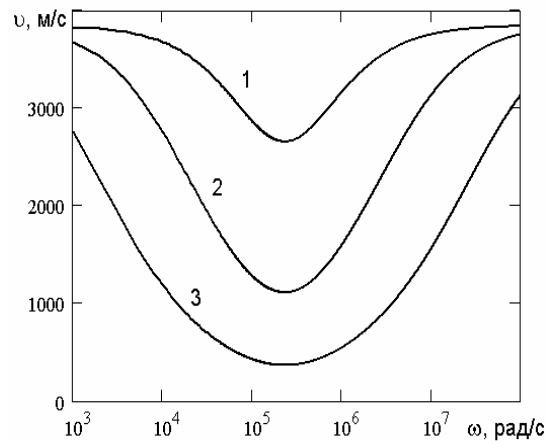


Рис. 2. Скорость акустической волны как функция частоты.

1 – $\frac{\Lambda}{V} = 10^{10}$ м⁻²; 2 – $\frac{\Lambda}{V} = 10^{11}$; 3 – $\frac{\Lambda}{V} = 10^{12}$

$$G = 4 \cdot 10^{10} \text{ Па}, \nu = 0,3, B = 5 \cdot 10^{-4} \text{ Па} \cdot \text{с}, \rho = 2,7 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3, b = 4 \cdot 10^{-10} \text{ м}, l = 10^{-4} \text{ м}, \\ R_0 = 10^{-10} \text{ м}, \varepsilon = 0,1, c_0 = 10^{-5} \text{ м}^{-3}, T = 300 \text{ К}$$

Список литературы

1. Соболев, В.Р. О воздействии деформации композиционных материалов на коэффициенты упругой жесткости и скорость акустических волн / В.Р. Соболев, П.Н. Логвинович // ПОЛИКОМТРИБ-2007: тезисы докл. междунар. науч.-техн. конф., Гомель, 16–19 июля 2007 г. / ИММС НАНБ; редкол.: В.Н. Адери́ха [и др.]. – Гомель, 2007. С. 80.
2. Логвинович, П.Н. Исследование процессов полимеризации композитных экоматериалов для сельскохозяйственного машиностроения / П.Н. Логвинович // Агропанорама. – 2007. – № 2. – С. 19–25.
3. Ультразвуковой динамический метод исследования объектов и явлений / В.И. Крылович [и др.] // Автоматический контроль и автоматизация производственных процессов: материалы Междунар. науч.-техн. конф., Минск, 25–26 окт. 2000 г. / Белор. гос. технол. ун-т; редкол.: И.М. Жарский [и др.]. – Минск, 2000. – С. 35–37.
4. Алексеенко, В.И. Применение ультразвуковых частотно-фазовых методов для исследования ферромагнитных материалов / В.И. Алексеенко, В.И. Крылович, П.Н. Логвинович // Дефектоскопия. – 1985. – № 6. – С. 90–92.
5. Соболев, В.Р. О влиянии сил вязкости на движение дислокационного сегмента и распространение упругих колебаний в металлах / В.Р. Соболев [и др.] // Доклады НАН Беларуси. – 2007. – Т. 51, № 3. – С. 13–18.
6. Соболев, В.Р. О дислокационных механизмах поглощения акустических волн / В.Р. Соболев, П.Н. Логвинович / Современные научные проблемы и вопросы преподавания теоретической и математической физики, физики конденсированных сред и астрономии: сб. материалов респ. науч.-метод. конф., Брест, 19–20 апр. 2007 г. // Брест. гос. ун-т им. А.С. Пушкина; редкол.: В.А. Плетюхов [и др.]. – Брест: Изд-во БрГУ, 2007. – С. 164–167.
7. Соболев, В.Р. Температурные механизмы взаимодействия дислокаций с примесями в процессах передачи энергии упругих колебаний / В.Р. Соболев [и др.] // ИФЖ. – 2007. – Т. 80, № 4. – С. 25–29.

БИМЕТАЛЛИЧЕСКИЙ ХЛОПУН

Хусаинов М. А., Рубаник В. В.*, Бондарев А. Б.**, Пластинина Г. В.

*Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого,
Великий Новгород,*

hma24@novsu.ac.ru

**Научно-исследовательский Институт Акустики БелАН, Витебск, Беларусь*

***Промышленный центр "МАТЭКС", Москва,*

mateks@mateks.ru

Хлопун представляет собой сферический сегмент, изготовленный из сплава TiNi с эффектом памяти формы. Если такой объект прогнуть в мартенситном состоянии, зеркально исходному очертанию, а затем отогреть, то выпуклый сегмент резко (с хлопком) восстановит свою первоначальную форму. Такой эффект был обнаружен в конце 80-х годов прошлого столетия и описан в работах [1–3]. На базе этого эффекта созданы реально действующие запорные клапаны-отсекатели [4, 5], которые могут использоваться в атомных станциях для защиты аналитической аппаратуры для контроля химического состава воды, где не допускается нагрев ее выше 70°C. Создаются различного рода термовыключатели, предохранители. Однако все устройства – однократного действия.

Создание многократно срабатывающего сферического сегмента позволит исключить важный элемент из любого устройства или механизма, это контртело – реализующего холостой (обратный) ход активного элемента с памятью формы. Решить эту задачу удалось путем изготовления биметаллического хлопуна. Пластика из сплава TiNi сваривалась взрывом с другой, стальной, пластинкой. Отношение толщины пластинок из стали к сплаву TiNi составляло, в среднем, 1:2. Металлографические исследования показали, что качество сварки высокое. Свидетельством этому является слаборазличимая граница раздела металлов на отдельных участках не травленного шлифа.

Эксперимент проводился на выпуклых сегментах диаметром 14 мм с толщиной пластинок из стали 65Г и Ti–50,0ат%Ni, соответственно, 0,25–0,3 и 0,4–0,5 мм и стрелой прогиба по нейтральной линии 3,5–4,0 мм. Установлено, что эффект хлопка при отогреве реализуется с большей силой, если внутренний слой – из сплава TiNi, поскольку реактивные усилия, развивающиеся в материале с памятью формы, зависят от величины стрелы прогиба (f) сферического сегмента. В то время как у стальной выпуклой пластинки есть критическое значение f , выше которого упругий возврат на формы определяется усилием стальной пластинки. Поэтому добиться больших реактивных усилий при нагреве можно, но при охлаждении, когда возврат формы определяется усилием стальной пластинки, пока не удастся. Однако и в этом случае реально обратимый изгиб значительно выше обычных биметаллических сегментов (мембран). Поэтому биметалл с использованием сплава TiNi с памятью формы может с успехом использоваться при разработке термореле, термопереклюателей, терморегуляторов и других устройств.

На указанный биметалл подана заявка на изобретение.

Список литературы

1. Исследование устойчивости мембран из никелида титана // Сб. «Материалы с силовыми функционально-механическими свойствами, Новгород, 1994. С. 152–158.
2. Исследование осесимметричного выпучивания круглых пластин. ЖТФ. №6, том 67, 1997. С. 118–120.

3. Хусаинов М.А. Сплавы никелида титана с памятью формы. Ч.I. Структура, фазовые превращения и свойства / Под ред. В.Г. Пушина. Екатеринбург, УрО РАН, 2006. С. 226–242.
4. Хусаинов М.А. Патент РФ №2182272 от 10.05.02 / Запорный клапан-отсекатель // Бюл. №7.
5. Хусаинов М.А., Тамбулатов Б.Я., Ларионов А.Г., Малухина О.А. Патент РФ № 2171937 от 10.08.01 / Термоклапан // Бюл. №22.

ВЛИЯНИЕ ВИДА ОБРАБОТКИ НА ЭФФЕКТ СКАЧКА СФЕРИЧЕСКИХ СЕГМЕНТОВ

Хусаинов М. А., Бондарев А. Б.*, Бегунов А. А., Летенков О. В.

*Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого,
Великий Новгород,*

* *Промышленный центр МАТЭКС, Москва,
matekc@matekc.ru*

Теперь хорошо известно, что если круглой пластинке задать форму сферического сегмента, затем прогнуть в мартенсите зеркально исходному очертанию, то на этапе отогрева произойдет восстановление первоначальной формы скачком (с резким хлопком) [1]. При наличии противодействующего тела на пути возврата формы реализуется удар, или скачок самого элемента за счет реактивных усилий, развивающихся в материале. Температура, при которой происходит возврат формы скачком, находится вблизи A_f и зависит от соотношения размеров выпуклого сегмента [2–4]. Однако важнейшим параметром, определяющим эффект скачка, является сила удара о противодействующее тело, а легко реализуемой оценкой данного эффекта является отскок с хлопком от поверхности, нагретой до температуры обратимого мартенситного превращения.

В работе использовались следующие режимы обработки круглых пластинок $\varnothing 17$ мм:

- I. Прокатка с промежуточными отжигами + отжиг при 420°C в прогнутом (закрепленном) состоянии;
- II. Прокатка с промежуточными отжигами + закалка в свободном состоянии при 850°C, охлаждение в ледяной воде + отжиг в прогнутом состоянии при 380°C;
- III. Прокатка с промежуточными отжигами + отжиг в прогнутом состоянии при 500°C + отжиг в свободном состоянии при 420°C;
- IV. Прокатка с промежуточными отжигами + отжиг в свободном состоянии при 420°C, 90 мин + прокатка ($\varepsilon = 3 - 7\%$) + отжиг в прогнутом состоянии 500°C, 30 мин.

Из рис.1 видно что наиболее благоприятной обработкой, обеспечивающей эффект максимальной силы, является режим IV.

Сопоставимый результат характерен для режимов I и III. Здесь следует обратить внимание на нестабильное поведение объектов на первых циклах. Однако тренинг на первых циклах, приводит к повышению эффекта скачкообразного восстановления формы на последующих циклах, с достаточно высоким эффектом. Самый низкий результат – по II режиму. Он связан с рекристаллизацией структуры и полным снятием деформационного упрочнения.

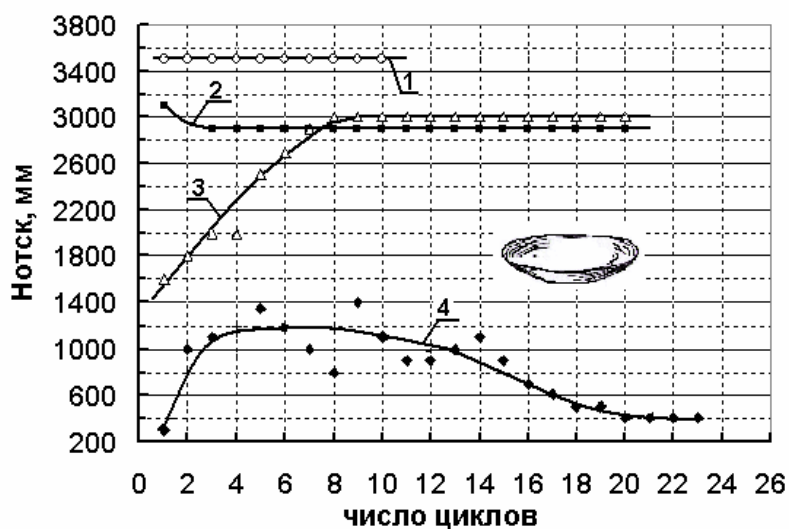


Рис.1. Влияние термической и пластической обработки на эффект скачка сферических сегментов $D = 17$ мм из сплава Ti–50,2 ат% Ni.
1 – режим обработки IV; 2 – режим I; 3 – режим III; 4– режим II

Результаты данной работы могут использоваться в практике.

Список литературы

1. Хусаинов М.А. // ЖТФ. 1997 Т.67. Вып. 6. С. 118 – 120.
2. Попов С.А., Андреев В.А., Хусаинов М.А., Бондарев А.Б. // Вестник Новг. Гос. Университета. 2006 Вып. 39. С. 28 – 30.
3. Малыгин Г.А., Хусаинов М.А. // ЖТФ. 2004. Т. 74 Вып. 10. С. 57 – 63.
4. Khusainov M.A., Malukhina O.A., Belykov V.N., Letenkov O.V. // Proceedings of the Second International Conference on Shape Memory and Superelastic Technologies (SMST-97). USA, California, Asilomar Conference Centre Pasifik Grove. 206 March 1997. P. 215–219.

ВЛИЯНИЕ ТРЕНИНГА В ПЕРЕГРУЗОЧНОМ РЕЖИМЕ НА ЭФФЕКТ ПСЕВДОУПРУГОСТИ И ДОЛГОВЕЧНОСТЬ

Хусаинов М. А., Ларионов А. А., Бондарев А. Б.* , Андреев В. А.*

*Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого,
Великий Новгород,*

** Промышленный центр МАТЭКС, . Москва,
matekc@matekc.ru*

Эффект механоциклирования массивных образцов в перегрузочных режимах в доступной литературе не рассматривается и не обсуждается. Этот вопрос, на наш взгляд, остается открытым. Поэтому весьма ценным для практики является исследование закономерностей поведения сплава при механическом циклировании в перегрузоч-

ном режиме, как перспективном с точки зрения достижения высокой обратимости значительных, по величине, деформаций.

Механическое циклирование осуществлялось на разрывной машине FPZ-1.0. Проволочные образцы диаметром 1,0 мм подвергались циклическому нагружению до заданной деформации с последующей разгрузкой. На диаграммной ленте разрывной машины записывались петли псевдоупругости. Формоизменение диаграмм псевдоупругости от цикла к циклу показано на рис. 1.

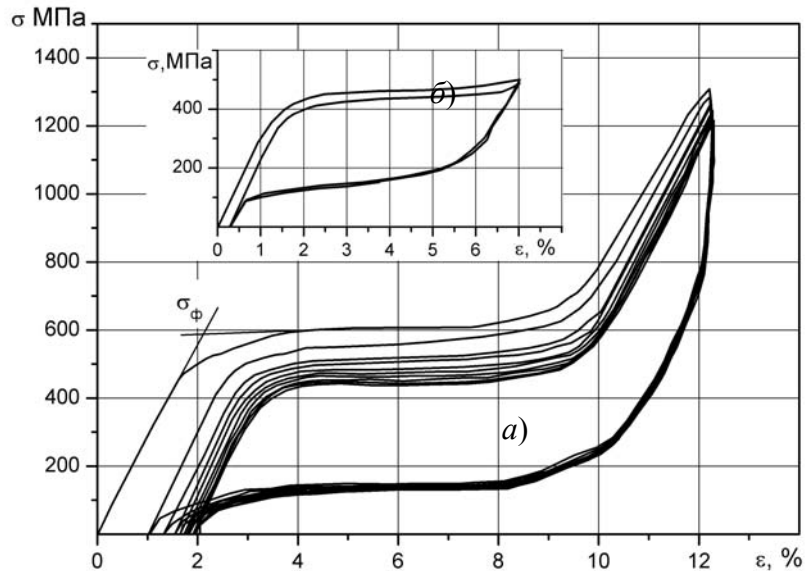


Рис.1. Петли псевдоупругости в перегрузочном режиме при заданной деформации 12 % (а) и после 10 циклов перегрузочного режима (б).

Видно, что с увеличением числа циклов петли псевдоупругости сужаются. Деформация платообразного участка незначительно, но уменьшается с (7,5 – 8,3%) до (7,3 – 8,0%). Наряду с этим наблюдается заметное накопление остаточной (необратимой) деформации на первых 30–50 циклах. После постепенного нарастания остаточной деформации (псевдоупругого недовозврата) наступает стадия линейного закона роста остаточной деформации. Наибольшая доля остаточной деформации приходится на первый цикл (рис. 2).

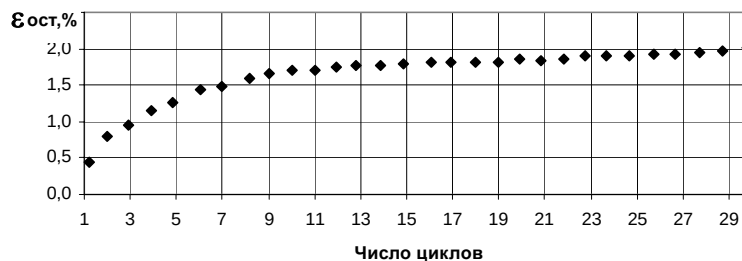


Рис.2. Зависимость остаточной деформации от числа циклов, при $\varepsilon = 12\%$.

При этом, чем больше величина заданной деформации, тем больше значение остаточной деформации на первых циклах, независимо от того, на какой базе деформации осуществлялось механоциклирование. Следует лишь отметить, что при переходе заданной деформации с платообразного участка на перегрузочный режим остаточная деформация резко возрастает. Поскольку пластическое деформирование в перегрузочном режиме происходит по двум каналам, за счет дислокационного скольжения и вследст-

вие образования деформационного мартенсита. Обратимая часть заданной деформации при разгрузке, естественно, связана с дислокационным скольжением. Накопление остаточной деформации с нарастанием числа циклов, однако, продолжается, но со значительно меньшим темпом.

Аналогичными закономерностями характеризуются изменения других параметров деформирования (рис.3). В частности, предел фазовой текучести (σ_{ϕ}) снижается, а ширина гистерезисной петли (σ_r) по напряжению сужается. Однако в обоих случаях наблюдается двухстадийный процесс изменения указанных параметров.

Важнейшим результатом таких исследований является то, что заданная деформация в перегрузочном режиме при (9%) уменьшилась на 1,7% и стабилизировалась на уровне 7,3% при значительно большем сопротивлении разрушению.

Так если механическая долговечность на базе платообразного участка, при $\varepsilon = 5\%$ составляла 900 циклов, то долговечность сплава, уже прошедшего 510 циклов в перегрузочном режиме (растяжение $\leftrightarrow$ разгрузка) составила 1041 цикл. Обнаруженный эффект реализованный на больших деформациях, в перегрузочном режиме подтвердился и в других опытах. В частности, при заданной деформации в перегрузочном цикле 14% величина полного псевдоупругого возврата на 30 цикле составила 11%. В то время как на базе деформации платообразного участка 8,2%. Отсюда следует, что перегрузочный режим формирует более высокий уровень псевдоупругости. Долговечность, в этом случае, как правило, возрастает более чем в два раза, по сравнению с образцами, не прошедшими механоциклирование в перегрузочных режимах.

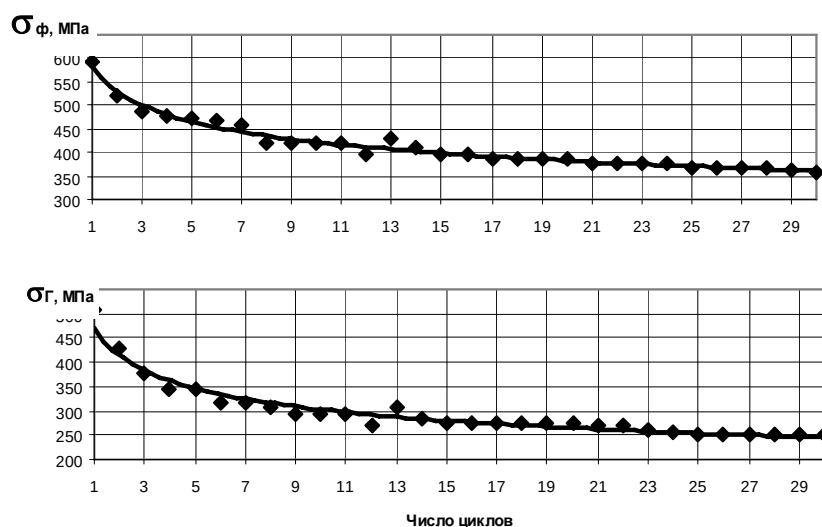


Рис.3. Зависимости изменения предела фазовой текучести (σ_{ϕ}) и ширины гистерезисной петли σ_r от числа циклов.

Здесь со всей очевидностью можно утверждать, что любой вид деформационного упрочнения способствует повышению псевдоупругих свойств, за счет формирования в сплаве геометрически обратимых носителей деформации. Это с одной стороны, а с другой способность исследуемых сплавов к пластической аккомодации превращения, в перегрузочных режимах, предотвращает раннее разрушение. Свидетельством этому является более высокая механоциклическая долговечность сплавов после циклирования в перегрузочном режиме, по сравнению с результатами испытаний сплавов с деформацией на платообразном участке.

ПОВЫШЕНИЕ РАБОТОСПОСОБНОСТИ ДЕТАЛЕЙ ИЗ ВЫСОКОЛЕГИРОВАННОЙ СТАЛИ

Бажин П. М., Пономарев Р. Н., Столин А. М., Стельмах Л. С.

*Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН,
Черноголовка,
olimp@ism.ac.ru*

Проблема защитных покрытий на металлических материалах в настоящее время является одной из важнейших народнохозяйственных проблем, успешное решение которой позволит повысить качество и долговечность работы машин и механизмов, сэкономить дефицитные материалы и огромные материальные, энергетические и трудовые ресурсы.

Целью данной работы является усовершенствование технологии, ремонта шнеков и гильз сушильных машин с целью снижения себестоимости их изготовления и ремонта, упрочнения и механической обработки, увеличение износостойкости и сроков эксплуатации.

В настоящее время ремонт и упрочнение шнеков и гильз из стали 12X18H10T сушильных машин проводится методом наплавки материала ВЗК до толщины порядка 8 мм с последующей механической обработкой до 4 мм. Данная технология требует больших материальных затрат, трудоемка на проведение последующей механической обработки, а износостойкость – неудовлетворительная.

Для достижения наибольшего сродства материала электрода и подложки были разработаны СВС-электроды на основе твердого раствора карбидов тантала и титана со связкой из стали X18H9T. Проведены исследование процесса электроискрового легирования (ЭИЛ) полученными электродами для нахождения оптимальных режимов упрочнения, а также изучены свойства самих электродов и нанесенных покрытий.

Качество легированных слоев контролировалось методом металлографического анализа по их сплошности, толщине и микротвердости. Исследования показали, что на поверхности образцов формируется слой толщиной 10–30 мкм, твердость которого в 4–6 раз превышает твердость подложки, при этом сплошность покрытия составляет 30–100%.

Использование СВС-электродов позволяет:

1. уменьшить потери дефицитного материала;
2. ликвидировать ряд технологических операций, в частности, дорогостоящую последующую механическую обработку;
3. снизить затраты на инструмент и оснастку;
4. повысить качество ремонта, долговечность и надежность деталей, узлов и конструкций, за счет повышения их твердости и износостойкости;
5. улучшить условия труда рабочих и повысить его производительность.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках Аналитической ведомственной программы «Развитие научного потенциала высшей «школы», код РНП. 2. 2. 1. 1. 5355.

ВЛИЯНИЕ НАПРЯЖЕНИЯ НА $R \rightarrow B19'$ МАРТЕНСИТНОЕ ПРЕВРАЩЕНИЕ В МОНОКРИСТАЛЛЕ Ti – 50,8 ат. % Ni

Беляев С. П., Реснина Н. Н., Ермолаева М. А.

*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург,
natasha@smel.math.spbu.ru*

Термоупругие мартенситные превращения в сплавах с памятью формы можно инициировать как изменением температуры, так и приложением нагрузки. Действие механических напряжений на превращение описывается соотношением типа уравнения Клаузиуса–Клапейрона, которое устанавливает прямо пропорциональную связь между смещением температуры термодинамического равновесия фаз и напряжением τ . Поскольку мартенситное превращение реализуется в некотором температурном интервале, а диапазоны прямого и обратного переходов не совпадают, то определение температуры термодинамического равновесия представляется довольно затруднительным [1]. Поэтому структурные переходы характеризуют температурами начала и окончания прямого и обратного превращений. Тогда, предполагая, что движущая сила зарождения мартенситной пластины практически не зависит от температуры и действующего напряжения, уравнение Клаузиуса–Клапейрона применяют для определения смещения напряжением температуры начала прямого мартенситного превращения M_n [2, 3]. Действительно, многочисленными экспериментами, выполненными на различных сплавах, испытывающих термоупругие мартенситные превращения, была установлена линейная зависимость между M_n и τ [2]. Существуют два способа экспериментального определения коэффициента пропорциональности между температурой M_n и напряжением. В первом из них мартенситные превращения инициируют охлаждением сплава при постоянном напряжении. Варьируя величину τ , устанавливают смещение температур начала фазового перехода. Во втором способе сплав изотермически деформируют при различных температурах и определяют соответствие между температурой испытания и величиной напряжения, необходимого для инициирования фазового перехода. Из уравнения типа Клаузиуса–Клапейрона следует, что коэффициент пропорциональности между температурой и напряжением, не должен зависеть от методики испытания, поскольку он определяется только характеристиками превращения, а именно дисторсией кристаллической решетки и скрытой теплотой перехода. Однако прямых экспериментов, в которых было бы подтверждено или опровергнуто это утверждение нет. Целью настоящей работы явилось изучение температурно-силовых условий возникновения мартенситной $B19'$ фазы из промежуточной R фазы в монокристаллах сплава TiNi.

Монокристаллы из сплава Ti – 50,8 ат. % Ni предварительно закаливали от 1220 K в воде и отжигали 1 час при температуре 670 K. Методами измерения электросопротивления и дифференциальной сканирующей калориметрии было установлено, что после указанной термообработки в образцах наблюдается превращение из кубической решетки $B2$ в ромбоэдрическую R -фазу в интервале $315 \div 285$ K, а переход $R \rightarrow B19'$ из ромбоэдрической структуры в моноклинную не регистрируется даже в процессе охлаждения до температуры жидкого азота, однако его можно реализовать, приложив к образцу напряжение. В работе данное структурное превращение в сплаве инициировали двумя способами: охлаждением под постоянной нагрузкой и изотермическим деформированием образца, находящегося в R -фазе. В первом способе образцы нагружали в аустенитном состоянии при температуре 360 K и охлаждали под нагрузкой до 200 K. Величину напряжения варьировали от 100 до 500 МПа. Во втором режиме образцы охлаждали до температуры, лежащей в области существования R фазы, а затем изотермиче-

ски нагружали до 500 МПа. Температуру испытания изменяли от 280 до 210 К. Все эксперименты проводили с использованием специальной методики, позволяющей одновременно измерять температуру, напряжение, деформацию и электросопротивление, по изменению которого судили о протекании структурных превращений. Деформирование осуществляли кручением, чтобы избежать влияния изменения геометрических размеров образца на изменение электросопротивления.

Известно, что $R \rightarrow B19'$ превращение сопровождается падением электросопротивления. В экспериментах по охлаждению сплава при постоянном напряжении определяли температуру M_n , при которой начиналось уменьшение электросопротивления (рис. 1 а) и устанавливали зависимость между τ и значением M_n . При изотермическом деформировании измеряли напряжение, при котором наблюдалось уменьшение электросопротивления (рис. 1 б), что позволило построить зависимость напряжения $\tau^{R \rightarrow B19'}$, необходимого для инициирования $R \rightarrow B19'$ превращения, от температуры испытания.

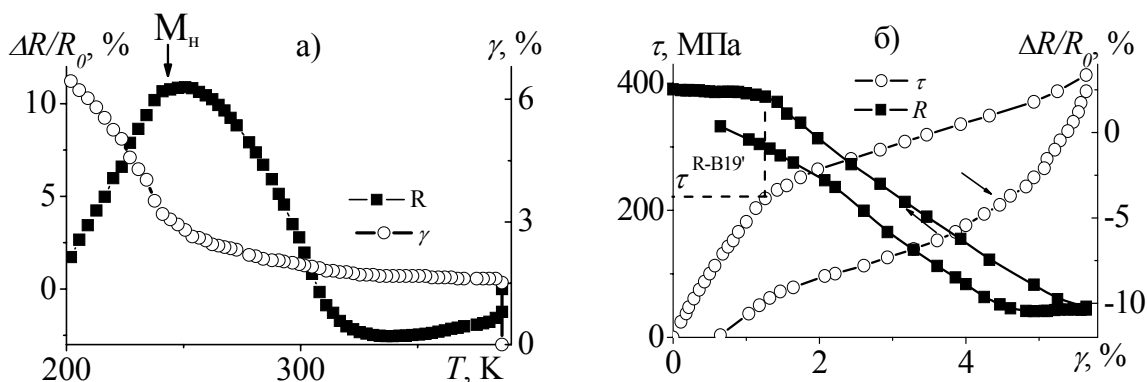


Рис. 1. Определение температуры $R \rightarrow B19'$ превращения при охлаждении образца под нагрузкой (а) и напряжения инициирования $R \rightarrow B19'$ перехода при изотермическом деформировании сплава (б).

Как и ожидалось, экспериментальные зависимости $M_n(\tau)$ и $\tau^{R \rightarrow B19'}(T_{\text{эксп}})$ оказались линейными, однако, вопреки имеющимся представлениям, их угловые коэффициенты не совпали (рис. 2). Это означает, что температурно-силовые условия возникновения $B19'$ фазы зависят от режимов выполнения экспериментов. Так, например, при охлаждении под напряжением 400 МПа мартенситное превращение начинается при температуре 255 К. Вместе с тем, если проводить изотермическое деформирование образца при той же температуре, то напряжение, при котором начинается $R \rightarrow B19'$ превращение, составляет не 400 МПа, а всего 248 МПа. Таким образом, для инициирования $R \rightarrow B19'$ перехода при изотермическом деформировании требуются более чем в полтора раза меньшие напряжения, чем при охлаждении под постоянной нагрузкой.

Одной из возможных причин наблюдаемого несовпадения угловых коэффициентов линейных зависимостей $M_n(\tau)$ и $\tau^{R \rightarrow B19'}(T_{\text{эксп}})$ может служить различная структура образующейся низкотемпературной $B19'$ фазы. Так, в [4] отмечалось, что параметры $B19'$ структуры зависят от того, из какой высокотемпературной фазы ($B2$ или R) она была получена. Однако в описанных экспериментах реализовывалось только $R \rightarrow B19'$ превращение. В этом случае, наиболее предпочтительным оказывается предположение о том, что уравнение типа Клаузиуса – Клапейрона, в которое входят только “химические” параметры (дисторсия превращения и скрытая теплота), не может быть использовано для описания смещения температуры фазового превращения под напряжением.

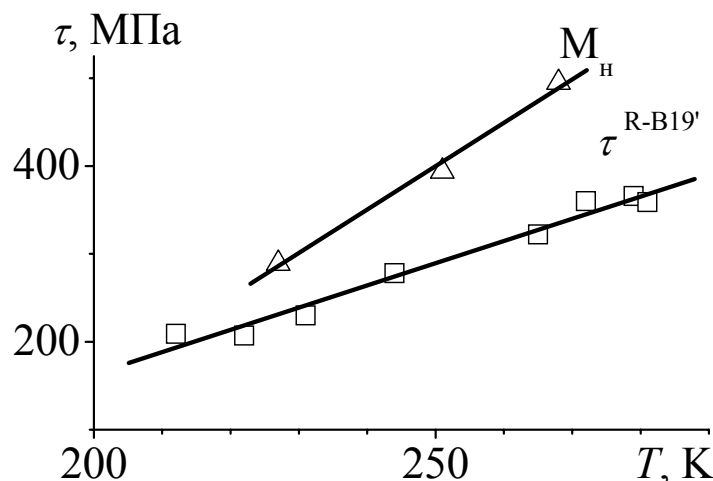


Рис. 2 Диаграммы “напряжение - температура” для мартенситного превращения $R \rightarrow B19'$ в сплаве TiNi, полученные при различных условиях эксперимента. Δ – охлаждение под постоянным напряжением; $\square$ – изотермическое деформирование.

Для того чтобы это соотношение адекватно описывало наблюдаемые в эксперименте закономерности необходимо включить в рассмотрение члены нехимической природы, которые оказывают большое влияние на характеристики мартенситных превращений [1]. Подобный подход был использован в работе [5], где предложено обобщенное выражение типа Клаузиуса–Клапейрона, с введенными в него “нехимическими” поправками. Как указывалось в [5], модифицированный коэффициент пропорциональности между напряжением и температурой в общем случае зависит от условий эксперимента и предыстории материала. Высказанное в [5] предположение подтверждается полученными в настоящей работе результатами.

Авторы выражают благодарность Ю.И. Чумлякову за предоставленные монокристаллические образцы для исследований.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№ 07-01-00457a).

Список литературы

1. R.J. Salzbrenner, M. Cohen On the thermodynamics of Thermoelastic martensitic transformations // Acta Metallurgica, Vol. 27. P. 739-748.
2. Л. Делэй, Х. Варлимонт Кристаллография и термодинамика мартенсита в сплавах, обладающих эффектом запоминания формы // Эффект памяти формы в сплавах. Пер. с англ., М., Металлургия, 1979. С. 87 – 110.
3. Shape Memory Materials edited by K. Otsuka, S. M. Wayman, Cambridge, Cambridge University Press 1998, P.284.
4. В. И. Воронин, В. Е. Найш, Т. В. Новоселова, В. Г. Пушин, И. В. Сагарадзе Структура моноклинных фаз в никелиде титана. III. Каскад превращений $B2 \rightarrow M$ //ФММ, 2000, Т.89. № 2. С. 65-70.
5. Ю. И. Паскаль Дифференциальные соотношения нелокальной неравновесной термодинамики мартенситных превращений//Изв. вузов СССР. Физика. 1983. № 1. С. 82-86.

HYDRODYNAMIC EFFECTS IN PHYSICAL-CHEMICAL MECHANICS OF FRACTURE

Malkin A. I.

A.N. Frumkin Institute of Physical Chemistry and Electrochemistry, RAS, Moscow

In the last few decades considerable advances have been made in the revealing of kinetic regularities of environment induced crack growth. The problem has been studied both from a theoretical point of view and by means of direct experiments [1,2]. Nevertheless, the present notion on the rate-determining processes is far from being complete. Two aspects should be recognized in theoretical studies of environment – induced cracking. The first one is concerned with micromechanisms of crack growth, i.e. with the description of the fracture elementary event and the preceding processes localized at the crack tip. The second one involves an adequate description of transport of the active environment to a crack tip. Although the first part of the problem are the most incomprehensible and important (at least, from chemical point of view), some of the experimentally observed regularities seem to be dictated by the transport of an environment.

Transport processes, as applied to environment-induced fracture, have been discussed for the cases of liquid metal embrittlement (LME), stress corrosion and surface crack growth under the influence of cutting fluids [1–4]. A tentative analysis within the context of a self-consistent scheme has been made in [5].

Here the object is to evaluate the role of nonlocal hydrodynamic interaction between the solid and environment in crack kinetics. On the basis of experimentally observed regularities, semiempirical models of liquid environment – induced crack propagation are suggested. Two possible rate-determining mechanisms stemming from nonlocal interaction are considered: the first is the cavitation one (i.e. the loss of continuity of a liquid) and the second is the reduction of local stress at the crack tip.

In the majority of kinetic experiments, the quantity under measurement is time – dependent crack length. The results are usually reported in terms of so-called kinetic diagrams (KD) which present the relationship between the crack growth rate and stress intensity factor (SIF) at given temperature, pressure and chemical composition of the environment.

Fig. 1 shows the representative form of KD [1, 6].

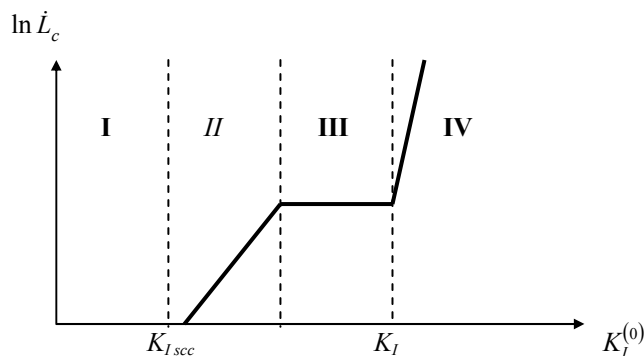


Fig. 1. Typical shape of kinetic diagram.

The SIF – dependence of crack growth rate generally incorporates four clearly defined regions: region I is the zone of subliminal values of SIF corresponding to the lack of crack growth; region II is located to the right of threshold value of SIF $K_{I,sc}$ and corresponds to environment – induced growth of a crack; region III is characterized by a practically constant

growth rate; finally, region IV is representative of the stage of crack growth without the essential participation of an environment. It is commonly supposed that the rate-determining processes at the stages II and III are respectively environment – induced fracture and transport of an environment to a crack tip.

The temperature dependence of the crack growth rate for each of the stages II...IV is normally expressible as Arrhenius law. As this takes place, the activation energy at the stage III is much less than that at the II and the more so the IV ones. This distinction indicates the change of rate – determining process with increasing SIF.

In this context it should be recalled that representation of experimental data in terms of KD, being convenient, does not reflect the actual condition at the crack tip. The construction of KD is performed at given external conditions, whereas the processes responsible for crack growth depend on the local ones in the vicinity of a crack tip. External conditions affect the crack growth rate, at most, by the indirect route. Thermodynamic parameters and even phase condition of a fluid at the crack tip can be significantly different from the external ones. Furthermore, in the construction and inspection of KD the difference between actual and “geometrical” value of SIF (this latter one is calculated with unloaded crack faces) are ignored, whereas there exists some evidence that the difference is quite essential.

As an example one can refer to experimental results on crack propagation in LME [1]. It has been found that the growth rate at the steady-rate stage III strongly depends on the external load. To put it in another way, the growth rate does not depend on the crack length and, hence, on the local stress calculated for the load-free crack faces. At the same time, the growth rate depends heavily on the stress far off the crack tip. The facts of such kind seem to be first recorded in early studies of LME [4]. The above facts are clearly indicative of an important role of solid-environment interaction out of the crack tip. As is shown below, these special features of crack evolution are likely caused by the reduction in SIF and/or the loss of continuity of a liquid stemming from the pressure drop inside the opening and/or growing crack.

Theoretical studies of hydrodynamic effects in crack kinetics are based on extremely simplified semiempirical models [5]. We consider a surface crack of length $L_c(t)$ in a half-space $x > 0$ bordering with incompressible Newtonian fluid. Let the half-space at $y \rightarrow \pm \infty$ be loaded by tensile stress σ_∞ . A number of not-too-exacting restrictions enables one to use the approximation of inertialess viscous flow with local velocity profile approaching the Poiseuille’s one. As a consequence the cross-average velocity of fluid flow $u(x, t)$ and the pressure gradient along the crack growth direction are related by the equation

$$u(x, t) = -\frac{h^2}{3\mu} \frac{\partial P}{\partial x}, \quad (1)$$

where μ is fluid viscosity. The displacement of the crack faces $h(x, t)$ satisfies the continuity equation

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial hu}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

resulted from the averaging of continuity equation for incompressible fluid over the cross-section of a crack. Eqs. (1) and (2) are supplemented by the specification of external pressure P_0 and the adhesion (impermeability) condition at the crack tip.

To relate the crack opening displacement to liquid pressure, a crack model has to be specified. For this purpose one can use the well known integro-differential relations of Barenblatt-Dugdale model [2]. The quasi-brittle character of environment-induced fracture however enables us to consider the simplified approach which is not associated with specific

models of the plastic zone. We replace the crack opening displacement of Eq. (1) and (2) by its asymptotic relation

$$h \cong \frac{2 \left(\frac{1-\nu_p}{p} \right) K_I}{\sqrt{2\pi G}} \sqrt{L_c + R_p - x} \quad (3)$$

$$R_p \cong \frac{\pi}{8} \left(\frac{K_I}{\sigma_s} \right)^2$$

where K_I is the stress intensity factor, $\sigma_s \equiv \text{const}$ is the effective yield stress limit, G is the shear modulus, ν_p is Poisson's ratio and R_p is the size of plastic zone. That simplification is somewhat justified by the fact that the absolute value of fluid pressure peaks in a crack tip. Outside the vicinity of a crack tip the pressure variation is relatively small. It is then hoped that x -dependence of pressure is scarcely affected by the error in crack opening displacement.

The use of Eq. (3) instead of integro-differential relations essentially facilitate the problem. Given crack opening displacement as defined by Eq. (3) with beforehand unknown time-dependent SIF, fluid velocity is determined by a straightforward integration of Eq. (2). Thereafter the fluid pressure is calculated by integration of Eq. (1).

To relate the distribution of fluid pressure to the magnitude of SIF, we invoke the approximate expression [7] to give

$$K_I - K_I^{(0)} = -3\sqrt{\pi} c_1 \frac{\mu G^2 \sqrt{L_c} \dot{L}_c}{\left(\frac{1-\nu_p}{p} \right)^2 K_I^2} - 2\sqrt{\pi} c_2 \frac{\mu G^2 L_c^{3/2} \dot{K}_I}{\left(\frac{1-\nu_p}{p} \right)^2 K_I^3}, \quad (4)$$

where the time derivatives is labeled by the points at the top, $K_I^{(0)} \cong 1.12 \sqrt{\pi L_c} \sigma_\infty$; $c_1 = 1.51$; $c_2 = 1.07$. With the same accuracy the fluid pressure at the crack tip can be calculated from the relationship

$$P_c - P_0 = \frac{3\pi\mu G^2 \dot{L}_c}{2 \left(\frac{1-\nu_p}{p} \right)^2 K_I^2} \ln \frac{R_p}{L_c} - \frac{\pi\mu G^2 L_c \dot{K}_I}{\left(\frac{1-\nu_p}{p} \right)^2 K_I^3}. \quad (5)$$

With the adopted semiempirical approach Eqs. (1)–(5) should be supplemented with the relation for crack growth rate as a function of SIF, pressure P_c and temperature T_c of a fluid in the vicinity of a crack tip. The consideration below is restricted by isothermal problems so that T_c is taken to be equal to an external temperature. The role of temperature increasing seems to be of relatively little importance in most cases.

As a consequence the system of ordinary differential equations descriptive of the fluid-filled crack growth can be rewritten in the ultimate form

$$\dot{K}_I + \frac{3c_1}{2c_2} \frac{\nu_0 K_I}{L_c} f(K_I, P_c, T) + \frac{\left(\frac{1-\nu_p}{p} \right)^2 K_I^3 \left(K_I - K_I^{(0)} \right)}{2\sqrt{\pi} c_2 \mu G^2 L_c^{2/3}} = 0, \quad (6)$$

$$\dot{L}_c = \nu_0 f(K_I, P_c, T)$$

where P_c is determined by Eq. (5).

The distinction between function $f(K_I, P_c, T)$ and experimentally obtained KD (Fig. 1) is that the former incorporates the actual value of SIF depending on the fluid pressure distribution inside a crack and fluid conditions at the crack tip, whereas the latter is defined as a function of “geometrical” value of SIF and fluid conditions outside the crack.

To complete the above models we need to specify function $f(K_I, P_c, T)$ relating the growth rate to SIF and fluid pressure at the crack tip. Let the impact of nonlocal “liquid-solid” interaction on the crack growth rate be small. Then first order corrections to SIF and pressure stemming from Eqs. (4) and (5) are given by the following expressions:

$$\Delta K_I \cong -12,5 \sqrt{\pi} \frac{\mu G^2 \sqrt{L_c} \dot{L}_c}{\left(1 - \nu_p\right)^2 K_I^{(0)2}},$$

$$\Delta P_c \cong - \frac{2,68 \pi \mu G^2 \dot{L}_c}{(1 - \nu_p)^2 \sigma_\infty^2 L_c} \ln \frac{\sigma_s}{\sigma_\infty}. \quad (7)$$

As evident from Eq. (7), in the event of sufficiently strong SIF-dependence of function $f(K_I, P_c, T)$, nonlocal hydrodynamic effects have to be more pronounced with lengthy cracks. At the initial stage of growth, while the crack length is small, these effects are of little significance. Hence, for the SIF-dependence of functions $f(K_I, P_c, T)$ in Eq. (6) one can conceptually use the empirical interrelations approximating the growth rate at the stage II of KD Fig. 1.

The question on pressure-dependence of functions $f(K_I, P_c, T)$ is more complicated. The matter is that to complete the models we need to have these relations for a negative pressure range corresponding to metastable state of a liquid. The experiments under these conditions seem to be too difficult to be practical. As for the “microscopic” models, the question on the pressure-dependence of crack growth rate appears to be yet untouched. Nevertheless, there exist the situations that the role of that factor is moderately important. This is particularly true when the cavitation microcavities originates before the significant pressure-related variation in the growth rate. Below we assume functions $f(K_I, P_c, T)$ are independent of the pressure at the crack tip.

In the subsequent consideration we use exponential or threshold power-type functions [1,2]

$$\dot{L}_c = v_0 \exp \left(- \frac{E - b K_I}{k T} \right), \quad (8)$$

$$\dot{L}_c = v_0 \left(\frac{K_I}{K_{Iscc}} - 1 \right)^n \eta \left(\frac{K_I}{K_{Iscc}} - 1 \right) \exp \left(- \frac{E}{k T} \right). \quad (9)$$

One necessary remark needs to be made here. Since we assume the initial crack is completely filled with a liquid, the initial crack opening displacement have to be nonzero. It can be clearly the case only with nonzero SIF and, hence, with nonzero initial stress $\sigma_\infty^{(0)}$. This corresponds to situation of provisional wetting of a solid under the small subliminal loading. An alternative treatment of the quantity $\sigma_\infty^{(0)}$ relates it with the initial value of crack tip open-

ing displacement. The nonzero initial stress in that instance is introduced to accommodate roughly the residual stress at the crack tip remaining of the creation of artificial crack (notch). With the adopted deterministic approach the crack initiates as soon as SIF ranges up to the threshold value. To consider the problem on crack starting one should set $\dot{L}_c = 0$ in Eq. (6). The condition of starting is therewith written, in terms of Eq. (8), as $K_I = K_{Isc}$.

We defined the delay time of crack starting as the time SIF takes to attain a threshold value under the instantaneous loading from small subthreshold stress $\sigma_\infty^{(0)}$ to some superthreshold one σ_∞ exceeding the threshold external stress. The delay time t_s is expressible as an expansion in terms of small parameters $\sigma_\infty^{(0)} / \sigma_\infty$ and $\pi L_c \sigma_\infty^{(0)2} / K_{Isc}^2$. A reasonably accurate relation is given by the dominant part of the expansion:

$$t_s \cong \frac{0.88}{\pi} \frac{\mu G^2}{(1-\nu_p)^2 \sigma_\infty \sigma_\infty^{(0)2}}. \quad (10)$$

As evident from Eq. (10), the delay time to a first approximation depends neither on threshold value of SIF, nor on the initial crack length. That special feature is clearly dictated by strong cubic SIF-dependence of the rate of change of the SIF (see Eq. (6)). For this reason the most part of the delay time falls on the states with small SIF and crack opening displacement. The spasmodic increasing of SIF takes place at the very end of the delay period.

For the case of the loading with constant strain rate, the qualitative picture is just the same if only the strain rate is moderately low. As above, the prolonged stage of insignificant variation of SIF alternates with its spasmodic increasing to the actual “geometrical” value. While the strain rate meets the condition

$$\frac{\mu G^2 \dot{\epsilon}}{(1-\nu_p)^2 \sigma_\infty^{(0)3}} \gg 1 \quad (11)$$

it is not difficult to obtain an asymptotic interrelation for the external stress of crack starting σ_g . Retaining only the dominant part of the asymptotic expansion, we have

$$\sigma_g \cong \begin{cases} \frac{0.89 K_{Isc}}{\sqrt{\pi L_c(0)}}, & \dot{\epsilon} < \dot{\epsilon}_* \\ \frac{1.32 G}{\sqrt{\pi(1-\nu_p)}} \sqrt{\frac{\mu \dot{\epsilon}}{\sigma_\infty^{(0)}}}, & \dot{\epsilon} > \dot{\epsilon}_* \end{cases}, \quad (12)$$

where the critical value of the strain rate $\dot{\epsilon}_*$ is given by the expression

$$\dot{\epsilon}_* \cong \frac{0.46(1-\nu_p)^2 K_{Isc}^2 \sigma_\infty^{(0)}}{\mu G^2 L_c(0)}. \quad (13)$$

From the results obtained it follows that, with subcritical strain rates, the nonlocal effect of liquid environment on the starting stress is negligible. In contrast, with supercritical strain rates, that effect is found to be very important.

Nonlocal hydrodynamic interaction of liquid environment and stressed solid appears also to be essential for crack growth kinetics. Below the peculiarities of growth kinetics are

considered for the situation of constant loading. Qualitative examination of system Eqs. (6) and (8) shows that, with the constraint

$$\beta = (1 - \nu_p)^2 e^{E/kT} k^2 T^2 \sigma_\infty / \mu G \nu_0 b^2 > 9.02, \quad (14)$$

there exist qualitatively distinct regimes of crack growth, among them, the steady-rate ones. Depending on the initial condition SIF tends to some constant value with increasing length of a crack or, alternatively, to zero. In the considered problem the initial value of SIF is dictated by the previous stage of unsteady loading. Therefore, the result obtained implies that, with sufficiently great value of β , kinetic behavior of a crack can be qualitatively distinct depending upon the prehistory of a loading to the constant stress σ_∞ . In particular, with an “instantaneous” provisional loading, the growth of initially lengthy crack will follow the steady-rate asymptotics with nonzero constant SIF, whereas the short cracks will decelerate.

It should be noted that the typical values of β presumably range from 10^5 to 10^{10} . Since $\beta \gg 1$, the limiting value of SIF can be evaluated by the use of asymptotic expansion. As a consequence the crack growth rate at the steady rate stage takes the form

$$\dot{L}_c \cong 0.10 \frac{(1 - \nu_p)^2 \sigma_\infty}{\sqrt{\pi \mu}} \left(\frac{E}{b G} \right)^2 \quad (15)$$

which is applicable in the case of $E/kT \gg 1$.

The qualitative behavior of a crack within the model Eqs. (6) and (9) is quite similar to the above one. For the most interesting case $n > 2$, the length-dependence of crack growth rate flattens out or, alternatively, the growth is terminated.

In that case we obtain the following approximate relation for a growth rate at the steady-rate stage:

$$\dot{L}_c \cong \frac{K_{I scc}^2}{\mu G} \left[\frac{0.10 (1 - \nu_p)^2 \sigma_\infty}{G} \right]^{\frac{n}{n-2}} \left(\frac{K_{I scc}^2}{\mu G \nu_0} \right)^{\frac{2}{n-2}} \exp \left[\frac{2E}{(n-2)kT} \right]. \quad (16)$$

This expression differs essentially from Eq. (15). The temperature-dependence of growth rate Eq. (15) is dictated by the activation energy of the fluid viscosity E_v which is generally small in comparison with “chemical” values of activation energy of disruption of interatomic bonds. The temperature-dependence of growth rate Eq. (16) corresponds to activation energy

$$E_c = \frac{n E_v - 2 E}{n - 2} \quad (17)$$

the value and even the sign of which depend on the exponent n in Eq. (9). Of course, that conclusion is valid in the case of weak temperature-dependence of the exponent and threshold value of SIF.

By this means the mechanism of reduction of local stress can be conceptually the reason of experimentally observed steady-rate growth of a crack. However, the above steady-rate regimes can be realized in the event that fluid continuity does not violate at the preceding stage of crack growth. On the other hand, the origination of microcavities at the vicinity of a crack tip may first occur at the steady-rate stage. In any case, the above discussed form of empirical KD points to the need for consideration of cavitation effects.

Since the maximum pressure drop is localized in small vicinity of a crack tip, it is in this domain one should expect the loss of continuity of a liquid. To account for the loss of an immediate liquid- solid contact, the boundary condition at the crack tip should be renewed. The adhesion condition for liquid velocity should be replaced by the evident condition for liquid pressure (we use the conventional notations and restrict the evaluation to the case of complete wetting)

$$P_c = P_v - \frac{\gamma_{LV}}{h_c} \quad (18)$$

The velocity of the liquid-vapor interface (LVI) has to be calculated now from Eqs. (1) and (2). At the initial stage of crack growth this velocity is greater than that of the crack tip. Therefore, the impermeability condition needs to be used. In the subsequent evolution the crack tip opening displacement however increases and the velocity of LVI is reduced. The condition of critical microcavity origination has to be thus formulated as the equality of LVI velocity and crack growth rate.

We assume that, without the immediate liquid- solid contact, environmental influence on a crack growth rate can be neglected. If this is the case, concurrent with the critical microcavity origination the crack tip velocity abruptly drops, and the contact will be reestablished. The growth rate has to be hence equal to the critical value.

This has to be the case as long as the critical rate is greater than that one without environmental effect. As soon as this condition is violated, the critical microcavity evolution doesn't result in decreasing of growth rate. Cavitation mechanism of growth stabilization becomes therefore invalid.

For the case of small reduction of local stress we obtain the following expression for the growth rate at the steady-rate stage:

$$\dot{L}_c \cong \frac{0,59}{\pi^2} \frac{\gamma_{LV}}{\mu G \ln(\sigma_s / \sigma_\infty)} \left[1 + \frac{(1-\nu_p) K_I^{(0)2} (P_0 - P_V)}{2 \gamma_{LV} \sigma_s G} \right] \quad (19)$$

Quantitative evaluation with Eq. (19) shows that the factor in square brackets is close to unity for almost all interesting cases. By this means, the growth rate doesn't substantially depend on local stress. We can conclude that cavitation mechanism as well as the above mechanism of reduction of local stress brings into existence the steady-rate stage of crack growth.

References

1. C. L. Briant, S. K. Banerji (Eds), *Embrittlement of Engineering Alloys*, Academic Press, New York, 1983.
2. G. P. Cherepanov, *Mechanics of Brittle Fracture*, Nauka, Moscow, 1974 (in Russian).
3. R. C. Westwood, N. S. Stoloff (Eds), *Environment-Sensitive Mechanical Behavior*, Gordon and Breach Sci. Publ., New York – London – Paris, 1966.
4. W. Rostoker, J. M. McCaughy, H. Markus, *Embrittlement by Liquid Metals*, Reinhold Publ. Corp., New York, Chapman and Hall Ltd., London, 1960.
5. Malkin, E. M. Podgaetsky, *Physics – Doklady*, v. 43, N 1, (1998), 1-5.
6. S. Wiederhorn, *J. Am. Cer. Soc.*, v. 55, N 2 (1972), 81-85.
7. D. P. Rooke, D. A. Jones, *J. Str. Anal. Eng. Design*, 14 (1979), 1-6.

УДК 621.771.

ИСПЫТАНИЯ МАТЕРИАЛОВ И ПОКРЫТИЙ, РАБОТАЮЩИХ В УСЛОВИЯХ СУХОГО ТРЕНИЯ И СО СМАЗКОЙ, НАНЕСЁННЫХ УДАРНО-ФРИКЦИОННЫМ СПОСОБОМ

**Кадошников В. И., Платов С. И., Терентьев Д. В., Яковлева И. Л.*,
Коршунов Л. Г.***

*ГОУ ВПО Магнитогорский гос. технический университет им. Г.И. Носова,
ИФМ УрО РАН, Екатеринбург

Ударно-фрикционный способ нанесения покрытий, реализуемый с помощью быстровращающихся металлических щёток, широко применяется на заводах Уральского региона. С помощью этого способа наносятся антифрикционные, износостойкие, восстанавливающие, антикоррозионные, приработочные, антисхватывающие и другие покрытия из алюминия, меди, цинка, свинца, латуни, бронзы, фторопласта формирующиеся на поверхности изделий в виде сплошной пленки толщиной 0,3... 100 мкм. Способ позволяет наносить многослойные покрытия типа «металл + металл» и «металл + полимер».

Простейшая схема ударно-фрикционного способа нанесения покрытий представлена на рис.1.

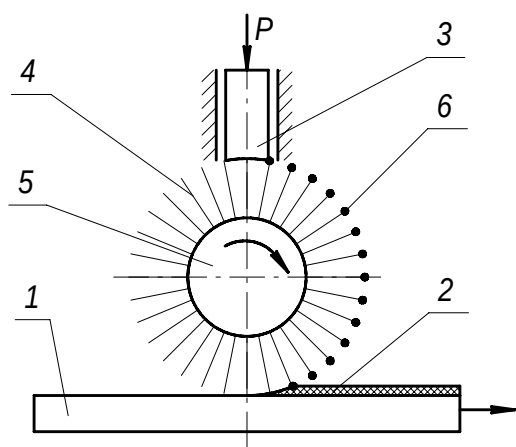


Рис. 1.

Современное представление о физической сущности этого процесса состоит в следующем. Для нанесения на обрабатываемую поверхность 1 какого либо покрытия 2 элемент материала покрытия 3 (ЭМП) прижимают к ворсу 4 металлической проволочной щётки 5. Таким образом, щётка 5 с одной стороны находится в контакте с ЭМП 3, а с другой стороны контактирует с обрабатываемой поверхностью 1. При вращении щётки 5 происходит разогрев ЭМП 3 и обрабатываемой поверхности 1 за счёт удара ворса 4 и дальнейшего скольжения его по ЭМП 3, а затем и по обрабатываемой поверхности 1. Разогретый материал покрытия с ЭМП 3 пере-

носится ворсом 4 в виде капли 6 на обрабатываемую поверхность 1. Ворсинка 4 щётки 5 с каплей 6 материала покрытия ударяется о поверхность 1 предназначенную для нанесения покрытия, за счёт чего происходит локальный нагрев площадки контакта. В результате происходит срезание поверхностного слоя и обновление поверхности, высокие температуры выжигают на поверхности и в приповерхностном слое остатки смазки, воды и газов. Всё это приводит к получению ювинильных поверхностных участков с энергией активации, достаточной для сцепления двух материалов – материала покрытия и материала обрабатываемой поверхности, и образованию между ними узлов схватывания. Проведены исследования структурных изменений в поверхностных слоях при нанесении покрытий ударно-фрикционным способом.

За годы промышленной эксплуатации способа был получен эффект повышения стойкости деталей компрессоров, топливной аппаратуры, барабанов мокрого волочения, подшипников скольжения, прокатных валков, плунжеров гидроуравновешивания валков, плунжеров гидросбыва окалины, металлорежущего и накатного инструмента и др. В каждом конкретном случае эффект был получен из-за подбора режимов обработки деталей и наносимого материала покрытия.

В предлагаемой статье приводятся результаты трибологических испытаний покрытий некоторых материалов, применяемых при обработке прокатных валков, плунжеров гидроуравновешивания прокатных валков и плунжеров гидросбыва окалины.

Испытания проводили в условиях трения скольжения по схеме «плоский образец – пластина» при возвратно-поступательном движении образца. Плоские образцы представляли собой пластинки размером 12х12х3 мм. Покрытия были нанесены ударно-фрикционным способом на поверхность (12х12 мм) стальных пластинок. Контртелом служила пластина из стали 45 размером 80х60х8 мм, твердостью $HRC=50$. Поверхности трения образцов и контртела шлифовали механически до 8 класса чистоты. Скорость скольжения составляла 0,07 м/с. Испытания осуществляли без смазки при нагрузке 16,7 Н (1,7 кгс), а также со смазкой И-30 при нагрузке 98 Н (10 кгс). Путь трения составлял 8000 см, длина рабочего хода образца – 4 см. В процессе испытания измеряли и записывали на ленте электронного потенциометра силу трения. Измерение силы трения производили с помощью упругого элемента – стального кольца с наклеенными на него тензометрическими датчиками. Коэффициент трения (f) определяли как частное от деления силы трения (F) на нормальную нагрузку (N): $f = F/N$. Линейную интенсивность изнашивания образца Ih рассчитывали по формуле $Ih = \Delta Q/\rho \cdot L \cdot S$, где ΔQ – потери массы образца, г; ρ – плотность материала образца (покрытия), г/см³; L – путь трения, см; S – геометрическая площадь контакта, см². Потери массы образца определяли взвешиванием на аналитических весах с точностью 0,0001 г.

Результаты испытаний приведены в таблицах 1 и 2.

Таблица 1. Результаты испытаний материалов и покрытий в условиях сухого трения

№ п.п.	Материал	Интенсивность изнашивания Ih	Коэффициент трения f
1	Латунь Л63:		
	а) покрытие,	$1,6 \cdot 10^{-8}$	0,67
	б) монокристалл	$5,0 \cdot 10^{-8}$	0,41
2	Медь:		
	а) покрытие,	$1,8 \cdot 10^{-8}$	0,59
	б) монокристалл	$1,4 \cdot 10^{-8}$	0,79
3	Алюминий:		
	а) покрытие,	$1,6 \cdot 10^{-9}$	0,30
	б) монокристалл	$8,0 \cdot 10^{-9}$	0,50
4	Покрытие алюминий+фторопласт	$8,0 \cdot 10^{-9}$	0,30
5	Покрытие медь+фторопласт	$1,6 \cdot 10^{-8}$	0,65
6	Фторопласт – монокристалл	$1,1 \cdot 10^{-8}$	0,15
7	Стальная подложка:		
	а) шлифованная,	$5,0 \cdot 10^{-9}$	0,60
	б) после обработки щеткой	$5,0 \cdot 10^{-9}$	0,70

Из табл. 1 видно, что при рассматриваемом режиме сухого трения скольжения взаимодействие поверхностей контактирующих материалов носит, преимущественно, адгезионный характер, о чем свидетельствуют относительно высокие значения коэффициентов трения испытываемых пар материалов. В данных условиях трения покрытия из латуни и алюминия характеризуются соответственно в 3 и 5 раз меньшей интенсивностью изнашивания, чем монолитные образцы латуни и алюминия.

Нанесение слоя фторопласта на алюминиевое покрытие не привело к увеличению сопротивления изнашиванию и к изменению коэффициента трения двухслойного покрытия. Напротив, интенсивность изнашивания рассматриваемого комбинированного покрытия увеличилась в 5 раз. Коэффициент трения остался на уровне $f = 0,30$.

Медное покрытие показало несколько меньшее сопротивление изнашиванию, чем монолитная медь. Дополнительное нанесение фторопластового покрытия на медное покрытие не привело, как и в случае алюминиевого покрытия, к повышению трибологических характеристик двухслойного покрытия. Данный результат можно объяснить ускоренным удалением (уже первые минуты испытания) фторопластового покрытия с поверхности алюминиевого и медного покрытий. Об этом свидетельствуют более высокие значения коэффициентов трения ($f = 0,30$ и $f = 0,65$) рассматриваемых двухслойных покрытий по сравнению с коэффициентом трения монолитного фторопласта ($f = 0,15$).

Из табл. 1 также следует, что обработка щеткой стальной подложки практически не влияет на ее трибологические свойства при рассматриваемых условиях испытаний.

В условиях трения скольжения со смазкой был реализован режим граничного трения, о чем свидетельствуют низкие ($f = 0,05–0,11$) коэффициенты трения испытанных пар (табл. 2). При данном режиме трения покрытия из латуни и алюминия примерно на порядок превосходят монолитные, соответственно, латунь и алюминий в сопротивлении изнашиванию. Коэффициенты трения данных покрытий заметно (~в 2 раза) превосходят коэффициенты трения родственных монолитных материалов. Медное покрытие практически не отличается по трибологическим свойствам от монолитной меди.

Таблица 2. Результаты испытаний материалов и покрытий в условиях трения со смазкой

№ п.п.	Материал	Интенсивность изнашивания Ih	Коэффициент трения f
1	Латунь Л63: а) покрытие, б) монолит	$1,5 \cdot 10^{-9}$	0,11
		$1,3 \cdot 10^{-8}$	0,05
2	Медь: а) покрытие, б) монолит	$4,3 \cdot 10^{-9}$	0,08
		$4,9 \cdot 10^{-9}$	0,07
3	Алюминий: а) покрытие, б) монолит	$3,2 \cdot 10^{-9}$	0,09
		$3,2 \cdot 10^{-8}$	0,05
4	Покрытие алюминий+фторопласт	0	0,08
5	Покрытие медь+фторопласт	0	0,08
6	Фторопласт – монолит	$2,8 \cdot 10^{-8}$	0,04
7	Стальная подложка: а) шлифованная, б) после обработки щеткой	$3,3 \cdot 10^{-9}$	0,09
		$4,4 \cdot 10^{-9}$	0,11

Дополнительное нанесение слоя фторопласта на покрытия из алюминия и меди привело к снижению интенсивности изнашивания комбинированных двухслойных покрытий до нулевого уровня. При этом коэффициент трения рассматриваемых покрытий практически не изменился, оставаясь на уровне $f = 0,08$, который в 2 раза выше коэффициента трения монолитного фторопласта. Данный факт может свидетельствовать о нарушении сплошности фторопластового покрытия в процессе испытания.

Обработка щеткой стальной подложки не повлияла на ее сопротивление изнашиванию и коэффициент трения, как это наблюдалось и в случае сухого трения скольжения (см. табл. 1).

Заключение

Проведенные испытания показали, что нанесенные ударно-фрикционным способом на стальную подложку покрытия из латуни и алюминия обладают значительно более высоким сопротивлением изнашиванию, чем монолитные соответственно латунь и алюминий, при испытаниях как в условиях сухого трения скольжения, так и, особенно, при трении со смазкой. При трении со смазкой интенсивность изнашивания данных покрытий примерно на порядок ниже, чем у соответствующих монолитных материалов. Высокое сопротивление изнашиванию покрытий из латуни и алюминия может быть обусловлено не только свойствами самих покрытий, но и (при частичном повреждении и износе покрытия) влиянием стальной подложки, которая по износостойкости может превосходить рассматриваемые покрытия. Прежде всего, это касается испытаний покрытий в условиях сухого трения (см. табл. 1). Для более объективной оценки трибологических свойств анализируемых покрытий, очевидно, было бы целесообразным проведение дополнительных испытаний покрытий из алюминия и латуни, нанесенных на подложки, соответственно, из алюминия и латуни. Медное покрытие не имеет преимуществ в износостойкости перед монолитной медью. Нанесение на покрытия из алюминия и меди дополнительного слоя фторопласта существенно повышает сопротивление рассматриваемых комбинированных покрытий изнашиванию при трении со смазкой и не оказывает положительного влияния на износостойкость указанных покрытий при сухом трении скольжения, когда развивается преимущественно адгезионный вид изнашивания. Обработка щеткой стальной подложки не влияет на трибологические свойства подложки.

УДК 620.186.4:621.78

К ВОПРОСУ ДЕФОРМАЦИИ СТАЛЕЙ ЛЕДЕБУРИТНОГО КЛАССА С ДИФфуЗИОННЫМ УПРОЧНЕНИЕМ ПОВЕРХНОСТИ

Степанкин И. Н., Панкратов И. А.

*Гомельский государственный технический университет имени П. О. Сухого,
Гомель*

Введение

Для деталей машин и режущего инструмента, работающих в условиях изнашивания и повышенных нагрузок, важными эксплуатационными свойствами являются твердость и прочность рабочих поверхностей. Обычно подобные детали и инструменты изготавливаются из легированных сталей, что не всегда приводит к желаемому увеличению износостойкости при сохранении заданной прочности материала.

Срок службы таких деталей, как правило, определяется предельным износом рабочих поверхностей. В тоже время отказ тяжело нагруженных деталей зачастую происходит по причине разрушения их рабочих поверхностей. Снижение прочности изделий из высоколегированных сталей во многом определяется характером межфазного взаимодействия между структурными составляющими.

Дополнительное повышение стойкости обеспечивается упрочнением поверхности, например, диффузионным. В этом случае в процессе работы тяжело-нагруженного инструмента совместная деформация упрочненного слоя и сердцевины материала может достигать больших величин, изменяя механизм разрушения материала.

В работе проведены исследования деформированного состояния высоколегированной инструментальной стали ледебуритного класса X12 с диффузионно-упрочненным борированным слоем.

Объект и методика исследования

Объектом исследования являлась сталь X12. Балл карбидной неоднородности 5 по ГОСТ 5950-73. Поверхностное упрочнение осуществляли посредством борирования в порошковых смесях (таблица). Во всех исследованных случаях в качестве активатора использовали фторборат калия (KBF_4). Оценку толщины борированного слоя проводили по распределению микротвердости, определенной на приборе ПМТ-3. Исследование микроструктуры проводили с помощью оптической микроскопии. Травление образцов проводили в 5%-ном растворе азотной кислоты.

Таблица. Характеристики режимов обработки.

№ партии	Температура нагрева, °C	Длительность выдержки, час	Толщина слоя, мкм	Твердость слоя, МПа	Твердость сердцевины после ХТО, НВ	Твердость сердцевины после ХТО+ТО, HRC	Фазовый состав слоя	Укладка контейнера
1	950	8	10	12200	200-220	50-52	Fe_2B	Смесь [1] Активатор KBF_4
2	950	12	10	12800	200-220	50-52	Fe_2B	Смесь [1] Активатор KBF_4
3	950	4	10	12000	200-220	50-52	FeB Fe_2B	Смесь [1], обогащенная B_4C Активатор KBF_4
4	950	4	10	12400	200-220	50-52	FeB Fe_2B	B_4C Активатор KBF_4

Термообработку образцов проводили по следующим режимам: закалка от температуры 970° C, охлаждение в масле, отпуск при температуре 180° C в течение 1,5 ч.

Исследовали влияние режимов формирования упрочненных слоев на их структуру и свойства. Деформированное состояние исследовали на образцах без термообработки, а также образцах, подвергнутых закалке и последующему отпуску. Нагружение кубических заготовок размерами 4×4×4 мм осуществляли на гидравлическом прессе ПСУ-10.

Ориентация текстуры металла – карбидных строчек составляла 30° по отношению к линии приложения внешней нагрузки.

Для выявления характера взаимодействия структурных составляющих материала на предварительно полированную поверхность образца индентором Виккерса наносили взаимноперпендикулярные линии с шагом 100 мкм (рис. 1.). Количественная оценка деформированного состояния проводилась путем регистрации параметров координатной сетки, а также изменением внешних размеров образцов.

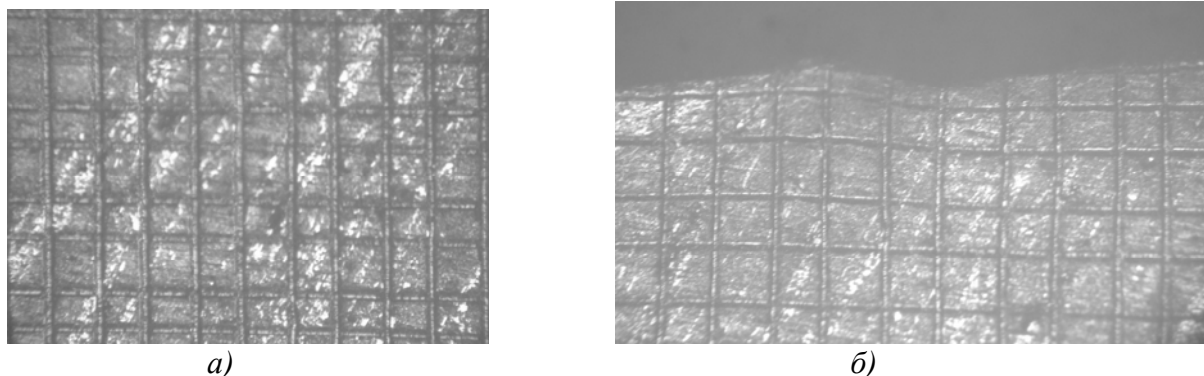


Рис. 1. Вид координатной сетки на образцах: до деформации (а), после деформации (при напряжении > 1600 МПа) (б)

Результаты экспериментов и их обсуждение

Как видно из таблицы, увеличение времени выдержки с 8 до 12 часов для партий образцов 1 и 2 не привело к изменению толщины слоя, она составила 10 мкм (рис. 2). При обогащении смеси путем введения 50% карбида бора, глубина слоя не изменилась, но вдвое уменьшилось время насыщения образцов. Аналогичные результаты получены в случае использования в качестве насыщающей среды только порошка карбида бора.

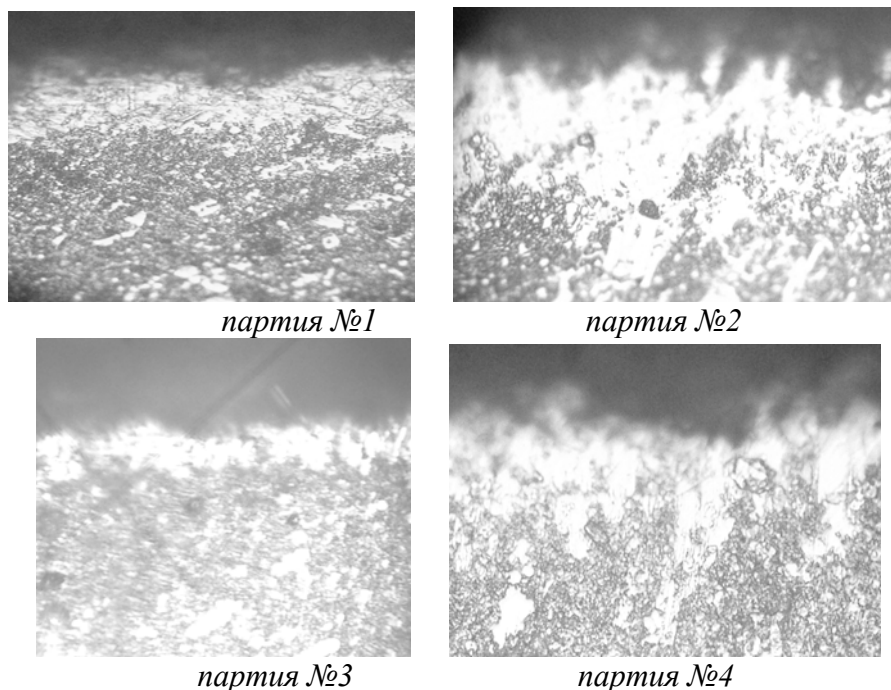


Рис. 2. Структура борированных слоев в зависимости от режима борирования ($\times 650$)

Обработка по первому режиму (рис. 2) позволяет получить слой, структура которого представляет собой двухфазный композиционный материал с достаточно равномерным распределением мелкодисперсных боридов в материале матрицы – α -фазе.

Структура упрочненных слоев, сформированных по 2–4 режимам, характеризуется непрерывным строением боридного слоя, он формирует отдельную фазу.

Деформация всех образцов, подвергнутых химико-термической обработке, но не прошедших окончательную термообработку, в диапазоне внешних сжимающих напряжений 1000...1100 МПа сопровождается проявлением заметной пластичности материала (рис. 4). Во всех исследованных случаях отмечено возрастание величины деформации до 50% при незначительном увеличении внешнего сжимающего напряжения, без разрушения образцов.

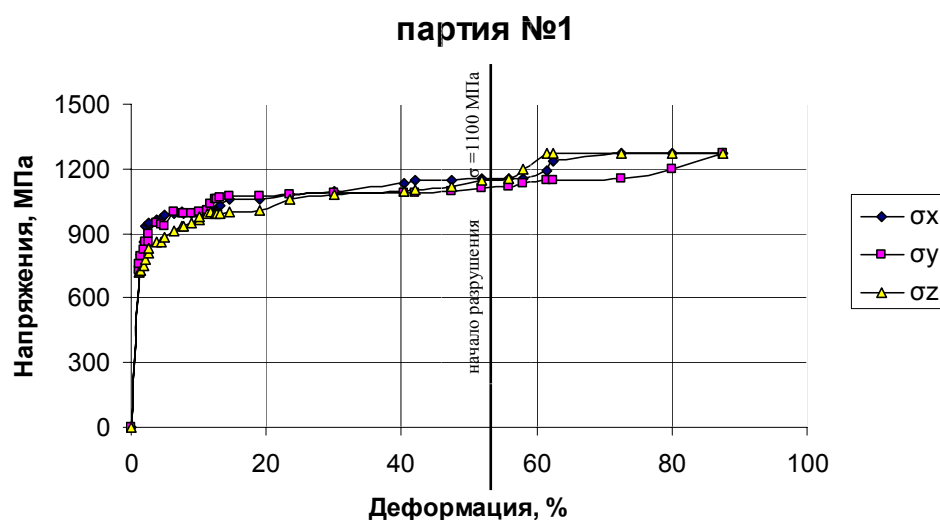


Рис. 3. Взаимосвязь между напряжениями в материале образцов и деформациями после химико-термической обработки

Дальнейшее увеличение напряжений сопровождается небольшим снижением пластичности и значительным изменением размеров образца. На этой стадии происходит интенсивное накопление внутренних микродефектов, образующихся на плоскостях скольжения, ориентированных под углом 45° к линии приложения нагрузки. Их суммирование приводит к зарождению трещин и разделению металла на отдельные фрагменты (рис. 4).

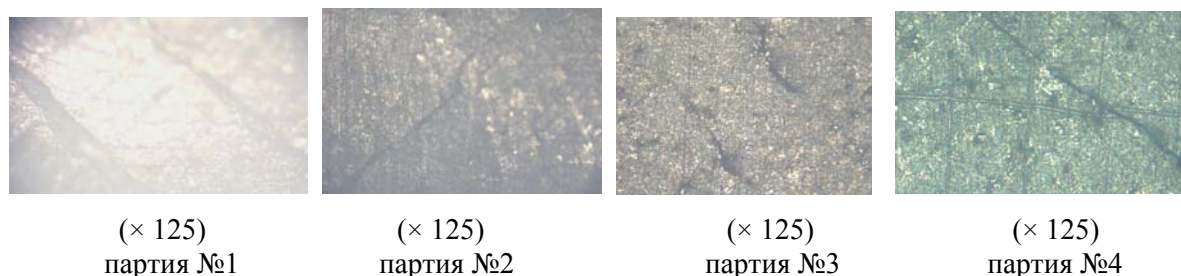


Рис. 4. Начальные дефекты, возникшие в исследованных образцах

Очевидно, что основную роль в зарождении и развитии дефектов играют касательные напряжения, достигающие своего максимального значения на плоскостях скольжения, ориентированных под углом 45° к линии приложения внешней нагрузки. Расположение карбидных строчек под углом 30° к линии приложения внешних напря-

жений ускоряет процесс зарождения и развития дефектов. Интенсивное развитие трещин происходит после увеличения внешнего напряжения свыше 1100 МПа. Это происходит при увеличении степени деформации свыше 50...60%.

Таким образом, механизм разрушения исследованных образцов можно представить в следующем виде (рис. 5): зарождение трещины происходит на границе включения–матрица, что обусловлено различием свойств матрицы и включения. Дальнейший рост трещины происходит преимущественно в направлении действия максимальных касательных напряжений. Карбидные частицы способствуют развитию макродефектов. Степень деформации стали X12, не прошедшей термическую обработку, без развития дефектов, достигает 50% и определяется, в первую очередь, пластичностью матрицы – α -фазы. Наличие упрочненного боридного слоя не вносит каких либо особенностей в механизм деформирования и разрушения образца.

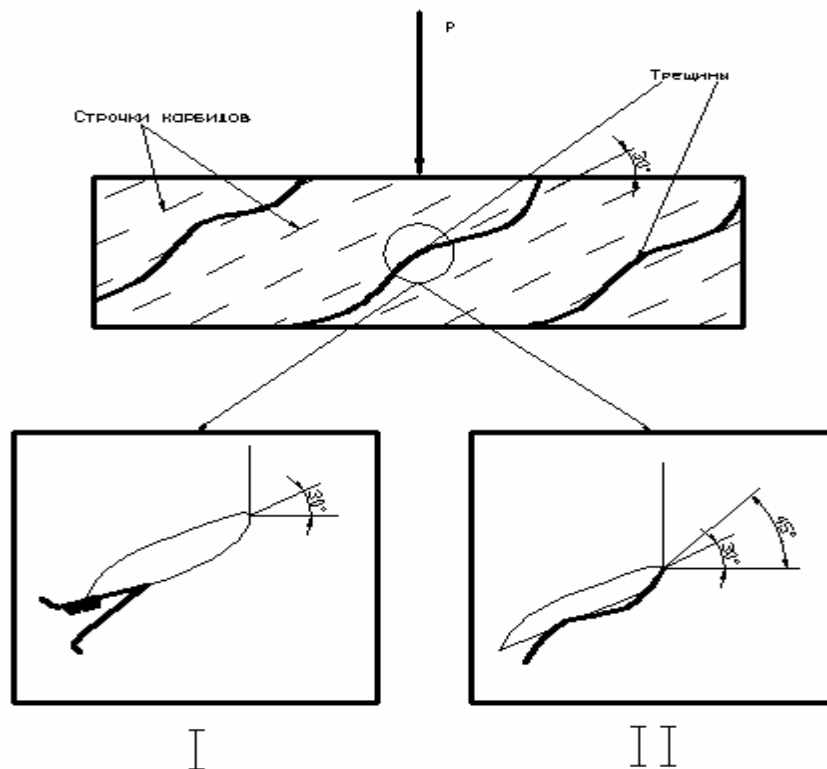


Рис. 5. Схема образования макродефектов в образцах после химико-термической обработки

Последующая термообработка с достижением твердости основного материала 50...52 HRC не привела к изменению структуры и твердости упрочненных слоев (рис. 6). Анализ деформированного состояния образцов, подвергнутых химико-термической обработке и последующей термообработке, показал, что прочность материала возросла (рис. 7). Деформация образцов начинается при достижении величин сжимающих напряжений порядка 2000 МПа. При напряжениях свыше 2500 МПа и деформациях более 5% возникают первые микродефекты, зарождающиеся в упрочненном слое (рис. 10). Их дальнейшее распространение разделяет материал на отдельные фрагменты. Зарождение начальных трещин и их рост происходит по плоскостям, ориентированным перпендикулярно направлению действия главных деформаций (рис. 8, 9, 10). Это свидетельствует о том, что наиболее хрупкой фазой является упрочненный слой. В результате проведения окончательной термообработки различие между механическими свойствами матрицы и карбидных включений уменьшено и механизмом разрушения металла является отрыв, а не скольжение.

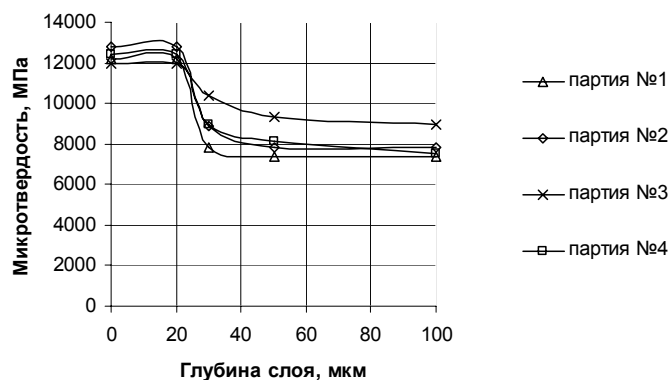


Рис. 6. Распределение микротвердости H_{100} образцов по глубине слоя, после окончательной термообработки

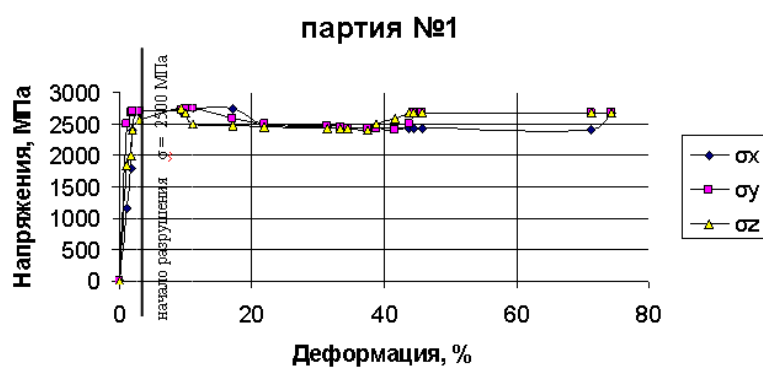


Рис. 7. Взаимосвязь между напряжениями в материале образцов и деформациями, после химико-термической и термической обработок

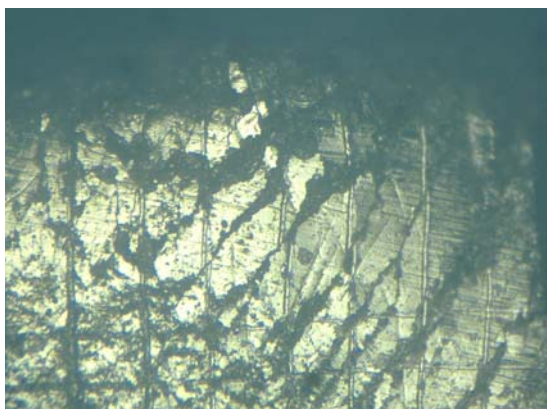


Рис. 8. Зарождение макродефектов в упрочненном слое ($\times 250$)



($\times 250$)
партия №1



($\times 250$)
партия №2



($\times 250$)
партия №3



($\times 250$)
партия №4

Рис. 9. Деформированное состояние образца 1–4 партии после химико-термической и термической обработок

Прочность материала после проведения термообработки увеличена более чем в два раза (рис. 11).

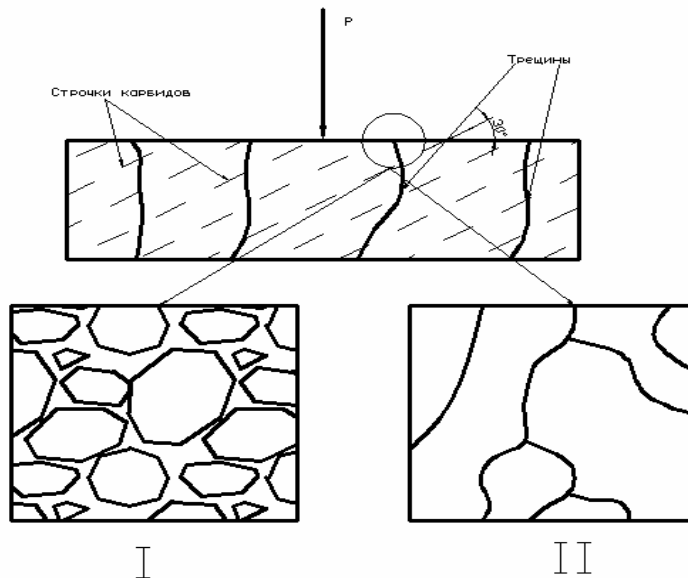


Рис. 10. Схема образования макродефектов в образцах после химико-термической и последующей термической обработок

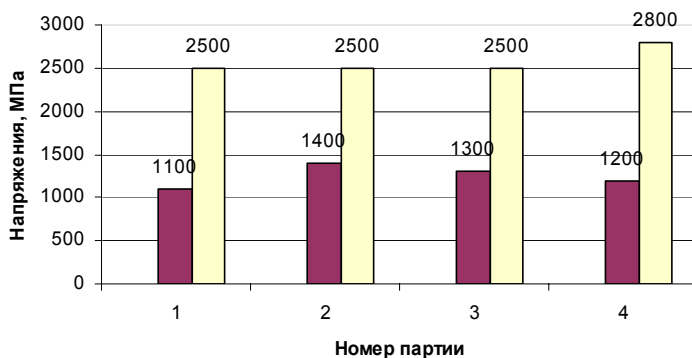


Рис. 11. Зависимость напряжений разрушения борированного слоя от режима борирования и последующей термообработки.

Выводы

Установлено, что деформирование стали X12, упрочненной посредством борирования, без проведения окончательной термообработки, сопровождается высокой пластичностью металла. Предельная величина деформации образца без разрушения достигает порядка 50%. Свойства упрочненного слоя не оказывают влияния на поведение материала под нагрузкой. Его разрушение начинается при деформациях свыше 50%. Начальные дефекты возникают по всему объему металла на границах между карбидными частицами и металлической матрицей. Распространение дефектов происходит по механизму скольжения по плоскостям, в которых главные касательные напряжения достигают максимальной величины.

Испытание образцов из стали X12 подвергнутых упрочнению и последующей закалке с низким отпуском, показали, что зоной зарождения начальных дефектов является упрочненный слой. Они возникают в случае, когда величина деформации материала превышает 5%, а сжимающие напряжения достигают величины свыше 2500 МПа. Распространение трещин происходит по плоскостям ориентированным перпендикулярно направлению действия главных деформаций по механизму отрыва.

Список литературы

1. Ворошнин Л.Г., Ляхович Л.С. Борирование стали. - М.: Металлургия, 1978. - 240 с.

УДК 669.295'24

ВЛИЯНИЕ РЕЖИМОВ ТЕРМООБРАБОТКИ НА ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ПРОВОЛОКИ НИКЕЛИДА ТИТАНА ДЛЯ МЕДИЦИНСКОГО ПРИМЕНЕНИЯ

Милюкина С. Н., Рубаник В. В. (мл.), Рубаник В. В.*, Дородейко В. Г.**

ВГТУ, *ИТА НАН Беларуси, **ЗАО «Симург», Витебск, Беларусь
ita@vitebsk.by

Сплавы с памятью формы успешно применяются в медицине уже много лет в качестве материала для изготовления имплантантов, стентов, зубных дуг и т.д., а также используются для изготовления различных медицинских инструментов, т.к. обладают такими выгодными свойствами, как сверхупругость, высокая коррозионная стойкость и биосовместимость [1, 2]. В данной работе приведены результаты исследований по влиянию тепловой обработки на характеристические температуры (ХТ), сверхупругие свойства и задание формы проволоки TiNi для внутриматочных контрацептивов [3].

Экспериментальная часть

В качестве образцов использовали проволоку из никелида титана Ti–50,8ат.%Ni диаметром 0,54 мм, для которой прямой и обратный фазовые переходы осуществляются по схеме B2→R→B19', и характеристические температуры, измеренные методом дифференциальной сканирующей калориметрии, составляют: $M_n' = 21\text{ }^{\circ}\text{C}$, $M_k' = 9\text{ }^{\circ}\text{C}$, $M_n = -25\text{ }^{\circ}\text{C}$, $M_k = -51\text{ }^{\circ}\text{C}$, $A_n' = 9\text{ }^{\circ}\text{C}$, $A_n = 12\text{ }^{\circ}\text{C}$, $A_k = 22\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Для исследования влияния термообработки на задание формы и псевдоупругие свойства образцы TiNi отжигали на воздухе в температурном диапазоне от 250 до 550⁰С в течение 30 минут с последующей закалкой в воде. Псевдоупругие свойства проволоки определяли методом трёхточечного изгиба образцов (нагрузка–разгрузка) в рабочем диапазоне температур 34÷36⁰С. Для экспериментов на псевдоупругость использовали образцы длиной 10 мм и базой 5 мм. В экспериментах на задание формы проволоочные образцы фиксировали вокруг оправки с 3%-й деформацией и затем подвергали вышеуказанной тепловой обработке.

Результаты и обсуждение

Характер изменения ХТ в зависимости от термообработки носит нелинейный характер (рис.1). Можно отметить, что все ХТ изменяются незначительно после термической обработки в диапазоне 250 ÷ 350⁰С. Наибольшее влияние на температуры B2→R превращения оказывает тепловая обработка при 400 и 450⁰С, повышая их, в то время как при более высоких температурах отжига, 500⁰С и 550⁰С, наблюдается их понижение. Температуры M_n и M_k увеличиваются на 4–5⁰С после 450⁰С и остаются приблизительно на том же уровне.

Результаты экспериментов по трёхточечному изгибу в изотермических условиях (рис.2) свидетельствуют, что максимальные значения остаточной деформации наблюдаются в образцах, отожжённых при 450⁰С, что связано с формированием стабильного мартенсита деформации.

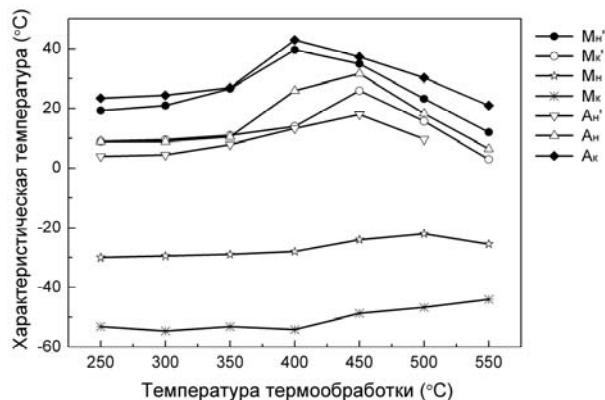


Рис. 1. Влияние температуры тепловой обработки (30 минут) на характеристические температуры фазовых превращений TiNi.

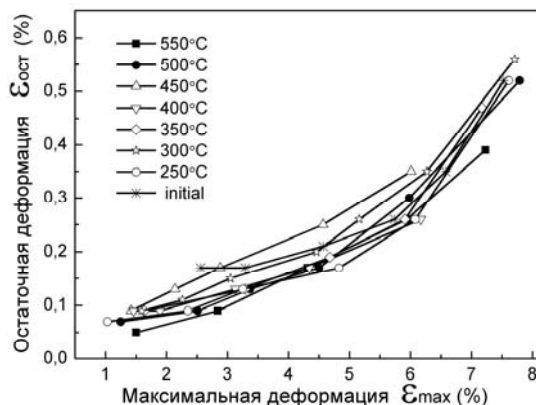


Рис. 2. Зависимость остаточной деформации TiNi проволоки от температуры термообработки и максимальной деформации.

Тепловая обработка при других температурах задаёт приблизительно идентичные псевдоупругие свойства. Однако при тепловой обработке 550⁰С остаточная деформация имеет минимальные значения [4].

Экспериментально установили, что максимальное закрепление формы TiNi обеспечивается при температурах отжига 500 ÷ 550⁰С (рис.3).

Таким образом, определены два оптимальных режима термообработки для задания формы и псевдоупругих свойств. Необходимо отметить, что псевдоупругие свойства лучше, и A_K ниже после тепловой обработки при 550⁰С.

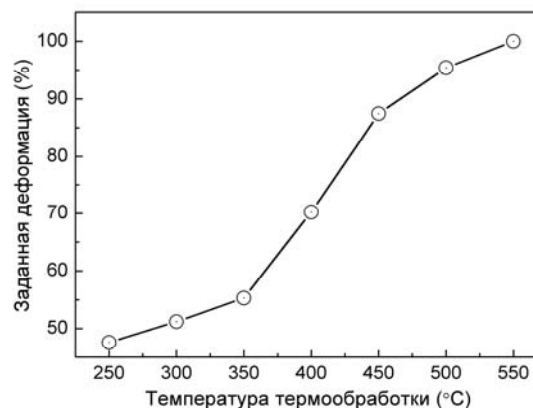


Рис. 3. Зависимость заданной деформации от температуры термообработки TiNi проволоки.

Заключение

Предварительное исследование зависимости характеристических температур, сверхупругих свойств и фиксации формы от режимов термообработки в температурном диапазоне от 250 до 550⁰С для проволоки TiNi показало, что наиболее оптимальным режимом является тепловая обработка при 550⁰С в течение 30 минут с последующей закалкой.

Список литературы

1. J. Ryhänen, in SMST-2000: Proceedings of the International Conference on Shape Memory and Superelastic Technologies, eds. S.M.Russell, A.R.Pelton (Pacific Grove, California: International Organization on SMST, 2001), p251-259.
2. V.Brailovski, et al., Shape Memory Alloys: Fundamentals, Modeling and Applications (2003).
3. Беляев С.П., Дородейко В.Г., Ермолаев В.А. Возможные пути оптимизации конструкции внутриматочных контрацептивов при использовании материалов с ЭПФ. (Рубежное, 1990).
4. V.G. Dorodeiko, V.V. Rubanik, V.V. Rubanik Jr., and S.N. Miljukina. Making intrauterine contraceptives from TiNi alloys // 7th European Symposium on Martensitic Transformations ESOMAT 2006: Abstracts. – Bochum/Germany, 2006.– P. 312.

УДК 669.295'24

ВЛИЯНИЕ ВРЕМЕНИ И ТЕМПЕРАТУРЫ ТЕПЛОВОЙ ОБРАБОТКИ НА ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ПРОВОЛОКИ НИКЕЛИДА ТИТАНА ДЛЯ МЕДИЦИНСКОГО ПРИМЕНЕНИЯ

Милюкина С. Н., Рубаник В. В. (мл.), Рубаник В. В.*, Дородейко В. Г.**

УО «ВГТУ», * ГНУ «ИТА НАН Беларуси», ** ЗАО «Симург», Витебск, Беларусь
miliukina@mail.ru

Уникальные свойства сплавов с эффектом памяти формы (их способность запоминать форму, сверхупругость, биологическая совместимость с тканями человеческого организма) позволяют успешно применять их в медицине уже много лет в качестве материала для изготовления имплантантов и различных медицинских инструментов. Известно, что наилучшим комплексом функциональных свойств (обратимая деформация, характеристические температуры интервала мартенситных превращений и др.) в сочетании с высокими значениями механических свойств обладают сплавы никелида титана [1]. В данной работе приведены результаты исследований по влиянию времени и температуры тепловой обработки на характеристические температуры (ХТ) и задаваемую деформацию проволоки TiNi для медицинского применения.

Исследования проводили на образцах проволоки никелида титана Ti–50,8ат.%Ni с исходными температурами фазовых превращений: $M_n' = 21^\circ\text{C}$, $M_k' = 9^\circ\text{C}$, $M_n = -25^\circ\text{C}$, $M_k = -51^\circ\text{C}$, $A_n' = 9^\circ\text{C}$, $A_n = 12^\circ\text{C}$, $A_k = 22^\circ\text{C}$. Прямой и обратный фазовые переходы осуществляются по схеме $B2 \rightarrow R \rightarrow B19'$. Образцы проволоки никелида титана деформировали вокруг цилиндрической оправки (задаваемая деформация составляла 3%) и подвергали тепловой обработке при различных температурах от 250 до 550°C в течение промежутков времени от 15 до 120 минут с последующей закалкой.

В результате проведенных исследований получили зависимость температуры окончания обратного фазового превращения в TiNi A_k от температуры и времени тепловой обработки (рис. 1).

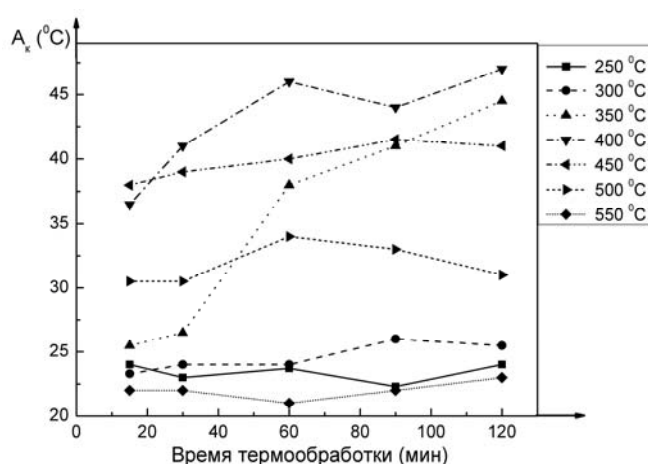


Рис. 1. Зависимость температуры окончания обратного фазового превращения TiNi (A_k) от времени и температуры термообработки

Термообработка при 250, 300 и $450 \div 550^\circ\text{C}$ изменяет температуру A_k в пределах $3 \div 4^\circ\text{C}$ при варьировании времени термообработки от 15 до 120 минут (стабильные по отношению к времени обработки режимы). В то же время, если при 250°C , 300°C наблюдается увеличение A_k по сравнению с исходной величиной на $1 \div 4^\circ\text{C}$, то при 450°C – уже на $16 \div 19^\circ\text{C}$, при 500°C – на $9 \div 12^\circ\text{C}$, а при 550°C – значение температуры окончания обратного мартенситного превращения соответствует таковому у исходной проволоки. Наибольшее влияние времени термообработки отмечено при 350 и 400°C : при 350°C значения A_k изменяются от 26°C (15 мин) до 45°C (120 мин), а при 400°C – от 37°C (15

мин) до 47⁰С (120 мин) в зависимости от времени выдержки образцов в печи. Следует отметить также, что при температурах 400 и 450⁰С A_k возрастает на 15–16⁰С уже за первые 15 минут тепловой обработки.

Ширина температурного интервала, в котором осуществляется мартенситное превращение, также зависит от режима термообработки (рис. 2). Наименьшее влияние наблюдается при 250 и 300⁰С; при 450–550⁰С температурный интервал превращения мартенсит → аустенит сужается до 3–5⁰С. Наибольшее же воздействие на $A_k - A_n$ оказывает варьирование времени при температурах тепловой обработки 350 и 400⁰С.

Исследуемый материал имеет узкий гистерезис превращения, т.е. $A_k - M_n$ составляет 2–5⁰С и не зависит от режимов тепловой обработки. А это, в свою очередь, свидетельствует о том, что материал обладает высокотемпературной псевдоупругостью [2, 3].

Определили влияние времени и температуры тепловой обработки на фиксацию формы никелида титана (рис. 3).

Тепловая обработка при 250, 300⁰С задаёт деформацию 1,4% и 1,5%, соответ-

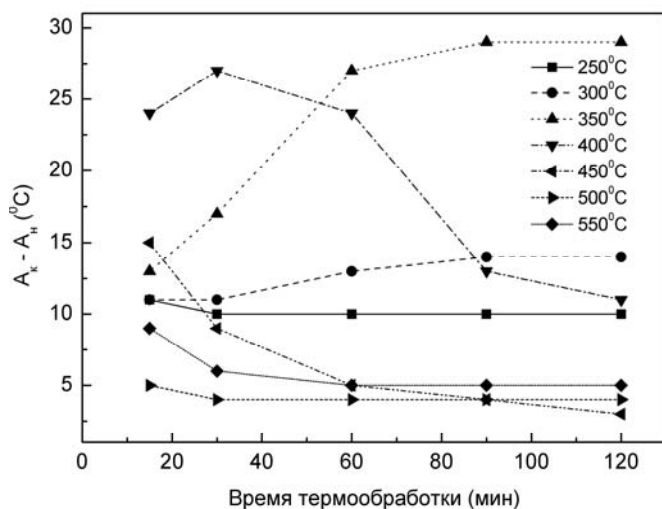


Рис. 2. Зависимость $A_k - A_n$ от времени и температуры тепловой обработки

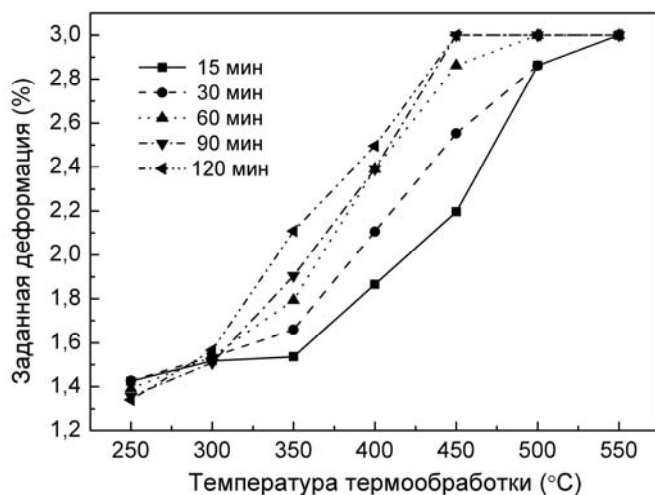


Рис. 3. Влияние времени и температуры тепловой обработки никелида титана на задаваемую деформацию

ственно, причём время выдержки образцов (в исследуемом временном диапазоне) заметного влияния не оказывает. Наибольшая зависимость заданной деформации от времени термообработки наблюдается при температурах 350, 400 и 450⁰С – с увеличением времени тепловой обработки значение заданной деформации увеличивается. Так, при 450⁰С 90 минут выдержки задают требуемую 3%-ю деформацию; при 500⁰С требуется уже 60 минут. Но самое быстрое задание требуемой деформации осуществляется при 550⁰С: уже через 15 минут выдержки наблюдается полное закрепление формы исследуемых образцов никелида титана.

Результаты проведенных исследований хорошо согласуются с работами, опубликованными ранее, и могут быть использованы для оптимизации режимов термомеханической обработки никелида титана [2, 3]. В частности, уже в настоящее время эти данные применяются для изготовления экспериментальных образцов изделий медицинского назначения, таких как внутриматочные спирали и ортодонтические дуги из нитинола.

Список литературы

1. V.Brailovski, et al., Shape Memory Alloys: Fundamentals, Modeling and Applications (2003).
2. Rubanik V.V. Heat treatment of TiNi wire used for intrauterine contraceptives / V.V. Rubanik, V.V. Rubanik Jr., V.G. Dorodeiko, S.N. Miliukina // Materials Science and Engineering A, J. №6026. – 2007. – doi: 10.1016/j.msea.2007.02.135.
3. Милюкина С.Н. Влияние режимов термообработки на функциональные свойства проволоки никелида титана для внутриматочных контрацептивов / С.Н. Милюкина, В.В. Рубаник (мл.), В.В. Рубаник, В.Г. Дороейко // Сборник материалов конференции «XVII Петербургские чтения по проблемам прочности». – С-Петербург, 2007. – Ч.2. – С.286-287.

УДК 669.018.6

УТОЧНЕНИЕ ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ ТЕНЗОРА ПРЕВРАЩЕНИЙ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ПСЕВДОУПРУГИХ ПРОЦЕССОВ В СПЛАВАХ С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ

Пряхин С. С., Рубаник В. В. мл.

Институт технической акустики НАН Беларуси, Витебск, Беларусь

Введение и постановка задачи

Сплавы с памятью формы (СПФ) характеризует высокая эффективность упорядоченных перестроений между его кристаллографическими вариантами в деформационных процессах. Такие кристаллографические изменения являются термодинамически обратимыми. При обратных кристаллических превращениях эти материалы способны восстанавливать деформацию (свободное восстановление) или развивать внутренние усилия (ограниченное восстановление). Восстанавливаемая деформация в СПФ может достигать уровней 10%, а реактивные усилия ограниченного восстановления – величин, отвечающих напряжениям порядка сотен МПа.

Температурный диапазон проявления таких необычных свойств определяется областью существования различных кристаллографических вариантов. С обнаружением в сплавах никеля и титана свойств памяти формы в диапазоне температур, характерном для обитания человека, существенно расширяется спектр областей исследований, направленных на практическое применение этих материалов. Области исследований включают разработки структурных композиций, в которых элементы из СПФ управляют поведением структур, силовых приводов, медицину и т.д. СПФ относят к группе интеллектуальных материалов. Возникает потребность в создании математических моделей, описывающих термомеханику СПФ для инженерных разработок. Помимо достоверности описания термомеханического поведения, требования к таким моделям включают простоту математического описания (что также подразумевает и простоту параметризации) и простоту интегрирования с существующими пакетами численного анализа. Последним требованиям в большей степени отвечают феноменологические модели, из которых отметим модели Танаки (K. Tanaka, 1986) [1], Лианга–Роджерса (Liang C., Rogers C.A., 1990) [2] и Бринсон (Brinson L. C., 1993) [3]. Данные модели описывают одномерное термомеханическое поведение СПФ в условии квазистатического изменения термомеханической нагрузки.

Структура этих моделей базируется на двух уравнениях. Первое – уравнение термомеханики, связывающее изменение напряжения σ с изменениями деформации ε , температуры T и внутренней переменной ξ . Танака получил его, исходя из принципа, согласно которому *состояние СПФ полностью определяется величинами температуры, внутренней переменной и деформации* на основе термодинамического анализа поведения среды при изменении ее фазового состава. Дифференциальная форма определяющего уравнения термомеханики имеет вид:

$$d\sigma = Dd\varepsilon + \Theta dT + \Omega d\xi, \quad (1)$$

где: D – модуль Юнга, Θ – термоупругий тензор и Ω – тензор превращений. Термин *тензор* используется в данных моделях, несмотря на одномерность рассмотрения. Считая (как и Танака), что межфазовые превращения в СПФ происходят между двумя кристаллографическими вариантами – аустенитной и мартенситной фазами, будем называть внутреннюю переменную состояния ξ *мартенситным содержанием*, величина которого варьируется от 0 для 100% аустенита до 1 для 100% мартенсита.

Второе уравнение, получившее название *уравнение кинетики*, устанавливает феноменологическую связь между внутренней переменной и текущими значениями напряжения и температуры. В отсутствии напряжений межфазные превращения в СПФ происходят в пределах постоянных для материала температурных границ: M_s – начало аустенитно-мартенситных (А–М) превращений; M_f – окончание А–М превращений; A_s – начало мартенситно-аустенитных (М–А) превращений; A_f – окончание М–А превращений. Соотношение между этими температурными постоянными для большинства применяемых СПФ $M_f < M_s < A_s < A_f$ [2]. Лианг и Роджерс дают косинусные уравнения кинетики для направлений превращений:

$$\text{А–М:} \quad \xi = \frac{1 - \xi_{0M}}{2} \cos[a_M(T - M_f) + b_M\sigma] + \frac{1 + \xi_{0M}}{2}, \quad (2a)$$

$$\text{М–А:} \quad \xi = \frac{\xi_{0A}}{2} \cos[a_A(T - A_s) + b_A\sigma] + \frac{\xi_{0A}}{2}, \quad (2b)$$

где константы кинетики материала a_M и a_A выражаются через границы температур фазовых превращений: $a_M = \pi/(M_s - M_f)$, $a_A = \pi/(A_f - A_s)$, а b_M и b_A – через константы материала C_M и C_A , связанные с влиянием напряжения на фазовые превращения: $b_M = -a_M/C_M$, $b_A = -a_A/C_A$. Условия осуществления превращений

$$\text{А–М:} \quad 0 < a_M(T - M_f) + b_M\sigma < \pi \quad \text{и} \quad a_M \dot{T} + b_M \dot{\sigma} < 0, \quad (3a)$$

$$\text{М–А:} \quad 0 < a_A(T - A_s) + b_A\sigma < \pi \quad \text{и} \quad a_A \dot{T} + b_A \dot{\sigma} > 0. \quad (3b)$$

$$\text{В остальных случаях превращений нет.} \quad (3c)$$

Величины $\dot{T}$ и $\dot{\sigma}$ в условии (3) обозначают скорости изменений температуры и напряжения во времени. Величины ξ_{0M} и ξ_{0A} в (2) являются параметрами ветвей превращений, сохраняющимися на участках монотонности превращений. При изменении монотонности их можно рассчитывать из самих уравнений (2), используя величину мартенситного содержания ξ , наследуемую из предыдущего участка.

Танака использовал в модели экспоненциальное представление уравнения кинетики, а Бринсон – косинусное, отличающиеся от модели Лианга и Роджерса. Практика показала, что более адекватно применение косинусных представлений.

При моделировании в упомянутых работах Танаки и Лианга-Роджерса для характеристик материала D , Θ , Ω делалось допущение постоянства их величин в межфазных

превращениях. Отмечая, что модуль Юнга аустенитного состояния СПФ втрое или более превышает его значение для мартенситного состояния, Бринсон использует линейную зависимость для модуля Юнга от мартенситного содержания

$$D = D_A - \xi(D_A - D_M), \quad (4)$$

где D_A – модуль Юнга аустенитного состояния СПФ, а D_M – мартенситного. Однако модельное представление (4) ведет к определенному соотношению между модулем Юнга и тензором превращения СПФ. Анализируя процесс накопления остаточной деформации при деформировании СПФ, в котором мартенситное содержание меняется от 0 до 1, Бринсон получила выражение для тензора превращения

$$\Omega = -\varepsilon_L D, \quad (5)$$

где ε_L – максимум остаточной деформации, восстанавливаемой в эффекте памяти формы, которую считают температурно-независимой постоянной материала [2].

Соотношение (5) Бринсон экстраполировала на все варианты напряженно-индуцируемых превращений. Полагая данное соотношение обоснованным лишь для ветви А–М превращения при $\xi_{0M} = 0$ в уравнении (2а), в настоящей работе мы ставили цель уточнить вид тензора превращения для разных направлений и параметров ξ_{0M} , ξ_{0A} превращений. Для этого использовался анализ псевдоупругих явлений в СПФ в рамках определяющих уравнений термомеханики Танаки (1), кинетики Лианга–Роджерса (2) и линейной модели модуля Юнга (4). Основываясь на проделанном анализе, предлагаем следующие выражения для тензора превращений

$$\text{А–М:} \quad \Omega_M = -\varepsilon_M D, \quad (6a)$$

$$\text{М–А:} \quad \Omega_A = -\varepsilon_A D, \quad (6b)$$

а соотношения для расчетов уточненных величин ε_M и ε_A представляем ниже.

Псевдоупругие явления проявляют себя при температурах выше температуры окончания М–А превращений $T > A_f$ под действием изменения величины механической нагрузки. Они обусловлены превращениями между аустенитом и напряженно-индуцированным мартенситом. При этих температурах снятие нагрузки полностью восстанавливает аустенитную фазу в СПФ. Для явлений характерны верхняя и нижняя границы диапазона напряжений (зависящие от температуры) в пределах которых происходят фазовые превращения. В пределах между ними циклические нагрузки приводят к формированию гистерезисных петель на ε - σ диаграмме, отвечающих как завершенным, так и незавершенным фазовым превращениям. За пределами этого диапазона, исходя из принципа Танаки, ε - σ соотношения должны быть однозначны.

Дифференциальные соотношения для изотермических процессов

Введем обозначения для фазовых аргументов косинусных функций в (2)

$$\varphi_M = a_M(T - M_f) + b_M \sigma, \quad (7a)$$

$$\varphi_A = a_A(T - A_s) + b_A \sigma. \quad (7b)$$

При этом уравнения кинетики (2) приобретают вид

$$\text{А–М:} \quad \xi = \frac{1 - \xi_{0M}}{2} \cos \varphi_M + \frac{1 + \xi_{0M}}{2}, \quad (8a)$$

$$\text{М–А:} \quad \xi = \frac{\xi_{0A}}{2} \cos \varphi_A + \frac{\xi_{0A}}{2}, \quad (8b)$$

а дифференциальная форма уравнений кинетики

$$\text{A-M: } d\xi = -\frac{1-\xi_{0M}}{2} \sin \varphi_M (a_M dT + b_M d\sigma), \quad (9a)$$

$$\text{M-A: } d\xi = -\frac{\xi_{0A}}{2} \sin \varphi_A (a_A dT + b_A d\sigma). \quad (9b)$$

Выражение для модуля Юнга (4) при подстановке уравнений (8) дает уравнения

$$\text{A-M: } D = -h_M (\cos \varphi_M - g_M), \quad (10a)$$

$$\text{M-A: } D = -h_A (\cos \varphi_A - g_A), \quad (10b)$$

в которых, учитывая, что $D_A > D_M$,

$$h_M = \frac{1-\xi_{0M}}{2} (D_A - D_M) > 0, \quad g_M = \frac{D_A + D_M}{D_A - D_M} + \frac{2\xi_{0M}}{1-\xi_{0M}} \frac{D_M}{D_A - D_M} > 1,$$

$$h_A = \frac{\xi_{0A}}{2} (D_A - D_M) > 0, \quad g_A = \frac{D_A + D_M}{D_A - D_M} + 2 \frac{1-\xi_{0A}}{\xi_{0A}} \frac{D_A}{D_A - D_M} > 1.$$

Выразив $d\xi$ из уравнения термомеханики (1), подставив полученное значение в левые части уравнений (9) и преобразовав полученные выражения, приходим к дифференциальным выражениям для напряжений при превращениях

$$\text{A-M: } d\sigma = \frac{D}{1 + b_M \Omega_M \frac{1-\xi_{0M}}{2} \sin \varphi_M} d\varepsilon + \frac{\Theta - a_M \Omega_M \frac{1-\xi_{0M}}{2} \sin \varphi_M}{1 + b_M \Omega_M \frac{1-\xi_{0M}}{2} \sin \varphi_M} dT, \quad (11a)$$

$$\text{M-A: } d\sigma = \frac{D}{1 + b_A \Omega_A \frac{\xi_{0A}}{2} \sin \varphi_A} d\varepsilon + \frac{\Theta - a_A \Omega_A \frac{\xi_{0A}}{2} \sin \varphi_A}{1 + b_A \Omega_A \frac{\xi_{0A}}{2} \sin \varphi_A} dT. \quad (11b)$$

Для изотермических процессов $dT \equiv 0$, а исходя из (7) $d\varphi_M = b_M d\sigma$ и $d\varphi_A = b_A d\sigma$. Поэтому с учетом выражений для тензора превращений (6) и модуля Юнга (10) из уравнений (11) можно вывести следующие дифференциальные соотношения

$$\text{A-M: } d\varepsilon = -\left(\frac{1}{b_M h_M} \cdot \frac{1}{\cos \varphi_M - g_M} + \frac{1-\xi_{0M}}{2} \varepsilon_M \sin \varphi_M \right) d\varphi_M, \quad (12a)$$

$$\text{M-A: } d\varepsilon = -\left(\frac{1}{b_A h_A} \cdot \frac{1}{\cos \varphi_A - g_A} + \frac{\xi_{0A}}{2} \varepsilon_A \sin \varphi_A \right) d\varphi_A. \quad (12b)$$

Анализ условия восстановления состояния в псевдоупругом цикле с полными превращениями

Данный раздел приводится подробно для иллюстрации методологии анализа условий восстановления состояний в псевдоупругих процессах. На рис. 1 изображена диаграмма псевдоупругого поведения материала СПФ в цикле воздействия – растяжение с последующей разгрузкой, осуществляемого изменением относительной деформации при постоянной температуре T в условии полных А–М и М–А превращений. Условно отмечены точки A и B , соответствующие началу и завершению А–М превраще-

ний. Точки C и D соответствуют началу и завершению М–А превращений. Исходя из условий для границ фазовых превращений (3), напряжения в этих точках

$$\sigma_A - \text{из равенства } \varphi_M = \pi \Rightarrow \sigma_A = -\frac{a_M}{b_M}(T - M_s) = C_M(T - M_s), \quad (13)$$

$$\sigma_B - \text{из равенства } \varphi_M = 0 \Rightarrow \sigma_B = -\frac{a_M}{b_M}(T - M_f) = C_M(T - M_f), \quad (14)$$

$$\sigma_C - \text{из равенства } \varphi_A = 0 \Rightarrow \sigma_C = -\frac{a_A}{b_A}(T - A_s) = C_A(T - A_s), \quad (15)$$

$$\sigma_D - \text{из равенства } \varphi_A = \pi \Rightarrow \sigma_D = -\frac{a_A}{b_A}(T - A_f) = C_A(T - A_f). \quad (16)$$

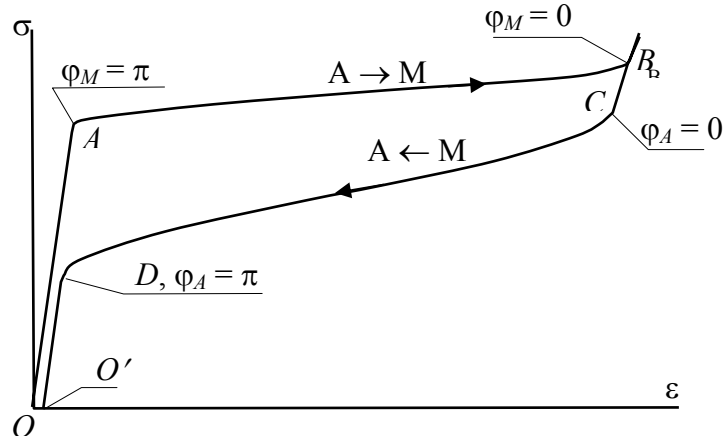


Рис. 1. К вопросу восстановления состояния в псевдоупругом цикле с полными превращениями.

Выполним расчеты изменений деформации между отмеченными точками. На участке OA в отсутствие фазовых превращений растяжение происходит по линейному закону, отвечающему значению модуля Юнга равному D_A

$$\Delta \varepsilon_{OA} = \varepsilon_A - \varepsilon_o = \frac{\sigma_A}{D_A} = \frac{C_M}{D_A}(T - M_s). \quad (17)$$

Интегрируя по $d\varphi_M$ от π до 0 правую часть выражения (12а) с учетом $-g_M < -1$, получаем изменение относительной деформации на участке AB А–М превращения

$$\Delta \varepsilon_{AB} = \frac{1}{b_M h_M} \int_0^\pi \frac{1}{\cos \varphi_M - g_M} d\varphi_M + \frac{1 - \xi_{0M}}{2} \varepsilon_M \int_0^\pi \sin \varphi_M d\varphi_M = -\frac{\pi}{b_M h_M \sqrt{g_M^2 - 1}} + (1 - \xi_{0M}) \varepsilon_M$$

Данное выражение при подстановке $\xi_{0M} = 0$ и, в соответствии с полученным Бринсон результатом для ветви полного А–М превращения $\varepsilon_M = \varepsilon_L$, приводится к виду

$$\Delta \varepsilon_{AB} = \varepsilon_B - \varepsilon_A = \frac{C_M(M_s - M_f)}{\sqrt{D_A D_M}} + \varepsilon_L. \quad (18)$$

На участке BC в отсутствие фазовых превращений уменьшение относительной деформации происходит по линейному закону с модулем Юнга D_M

$$\Delta \varepsilon_{BC} = \varepsilon_C - \varepsilon_B = \frac{\sigma_C - \sigma_B}{D_M} = \frac{C_A(T - A_s) - C_M(T - M_f)}{D_M}. \quad (19)$$

Интегрируя по $d\varphi_M$ от 0 до π правую часть выражения (12b) с учетом $-g_A < -1$, получаем изменение относительной деформации на участке CD М–А превращения

$$\Delta \varepsilon_{CD} = \frac{\pi}{b_A \sqrt{D_A D_M}} - \varepsilon_A = -\frac{C_A(A_f - A_s)}{\sqrt{D_A D_M}} - \varepsilon_A. \quad (20)$$

На участке DO' в отсутствие фазовых превращений уменьшение относительной деформации происходит по линейному закону с модулем Юнга D_A :

$$\Delta \varepsilon_{DO'} = \varepsilon_{O'} - \varepsilon_D = \frac{-\sigma_D}{D_A} = -\frac{C_A(T - A_f)}{D_A}. \quad (21)$$

Условие восстановления исходной деформации при завершении цикла нагрузки

$$\Delta \varepsilon_{OO'} = \Delta \varepsilon_{OA} + \Delta \varepsilon_{AB} + \Delta \varepsilon_{BC} + \Delta \varepsilon_{CD} + \Delta \varepsilon_{DO'} = 0. \quad (22)$$

Подстановка выражений (17)-(21) в условие (22) дает связь между ε_A и ε_L

$$\frac{C_M(T - M_s) - C_A(T - A_f)}{D_A} + \frac{C_M(M_s - M_f)}{\sqrt{D_A D_M}} + \varepsilon_L = \frac{C_M(T - M_f) - C_A(T - A_s)}{D_M} + \frac{C_A(A_f - A_s)}{\sqrt{D_A D_M}} + \varepsilon_A. \quad (23)$$

Из структуры соотношения (23) следует, что связь между ε_A и ε_L линейна по температуре. Это значит, что в общем случае ε_A не равно ε_L , что противоречит общему характеру предложенного Бринсон выражения для тензора превращений.

Результаты анализа условия восстановления состояния в псевдоупругом цикле с неполными превращениями

В изотермических процессах завершение межфазовых превращений приводит к однозначности ε – σ соотношений (из принципа Танаки). Для выражения величины ε_A при разных параметрах ветвей М–А превращений $0 < \xi_{0A} \leq 1$ выполнялся анализ восстановления исходного состояния для псевдоупругого цикла с неполными превращениями, в котором в прямом направлении А–М превращения не завершаются, а в обратном М–А завершаются (см. рис. 2А). Выполненный по аналогии с полными превращениями (предыдущий раздел) анализ в качестве условия восстановления состояния в точке завершения М–А превращений требует выполнения соотношения между ε_A и постоянной материала ε_L

$$\begin{aligned} & \frac{C_M(T - M_s) - C_A(T - A_f)}{D_A} + \frac{C_M(M_s - M_f)}{\sqrt{D_A D_M}} \left[1 - \frac{2}{\pi} \arctg \left(\sqrt{\frac{(1 - \xi_{0A}) D_A}{\xi_{0A} D_M}} \right) \right] + \xi_{0A} \varepsilon_L = \\ & = \frac{C_M(T - M_f) - C_A(T - A_s)}{R_A^2 D_M} + \frac{C_A(A_f - A_s)}{R_A \sqrt{D_A D_M}} - \frac{C_M(M_s - M_f)}{R_A^2 D_M} \cdot \frac{2}{\pi} \arctg \sqrt{\frac{1 - \xi_{0A}}{\xi_{0A}}} + \xi_{0A} \varepsilon_A, \end{aligned} \quad (24)$$

где

$$R_A = R_A(\xi_{0A}) = \sqrt{\frac{D_A - \xi_{0A}(D_A - D_M)}{D_M}} \geq 1. \quad (25)$$

Для циклов с неполными превращениями, в которых в направлении М–А превращения не завершаются, а в направлении А–М завершаются (см. рис. 2Б), атрибутом восстановления при $\xi_{0A} = 1$ и $0 \leq \xi_{0M} < 1$ в точке завершения превращений являются соотношения

$$\begin{aligned} & \frac{C_M(T - M_s) - C_A(T - A_f)}{R_M^2 D_A} + \frac{C_M(M_s - M_f)}{R_M \sqrt{D_A D_M}} - \frac{C_A(A_f - A_s)}{R_M^2 D_A} \cdot \frac{2}{\pi} \arctg \sqrt{\frac{\xi_{0M}}{1 - \xi_{0M}}} + \varepsilon_M(1 - \xi_{0M}) = \\ & = \frac{C_M(T - M_f) - C_A(T - A_s)}{D_M} + \frac{C_A(A_f - A_s)}{\sqrt{D_A D_M}} \left[1 - \frac{2}{\pi} \arctg \sqrt{\frac{\xi_{0M} D_M}{(1 - \xi_{0M}) D_A}} \right] + \varepsilon_A(1 - \xi_{0M}), \end{aligned} \quad (26)$$

где

$$R_M = R_M(\xi_{0M}) = \sqrt{\frac{D_A - \xi_{0M}(D_A - D_M)}{D_A}} \leq 1. \quad (27)$$

Элементарное решение алгебраического уравнения (24) дает явное выражение ε_A через свойства материала, параметр ветви превращения ξ_{0A} и температуру. Явное выражение для ε_M можно получить из уравнения (26), подставив в него значение ε_A , получаемое из уравнения для полных превращений (23).

При моделировании псевдоупругости (рис. 2) нами использованы данные для СПФ из работы [3].

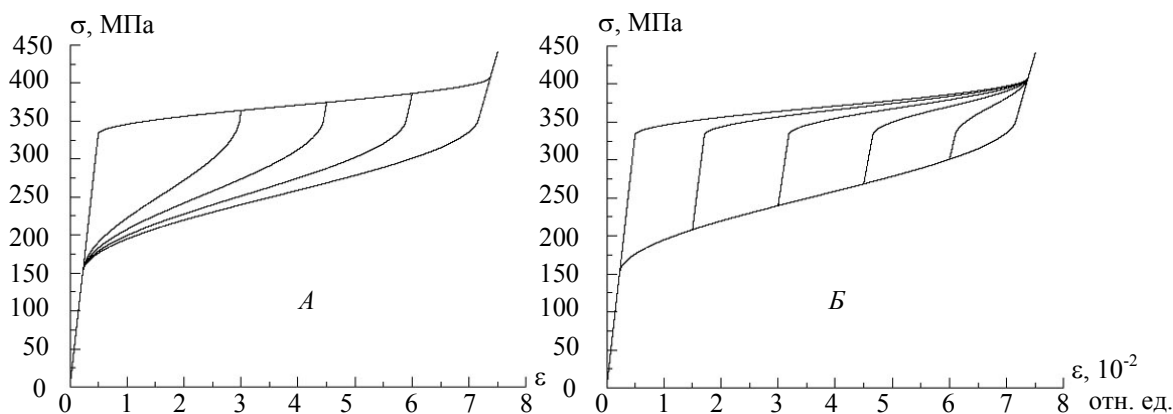


Рис. 2. Псевдоупругие циклические процессы в СПФ с незавершенными превращениями: А – аустенитно-мартенситными; Б – мартенситно-аустенитными.

Список литературы

1. Материалы с эффектом памяти формы: Справ. изд./Под ред. Лихачева В.А. – Т.4. – СПб.: Изд-во НИИХ СПбГУ. 1998. – 268 с.
2. Liang, C., Rogers C.A. One-dimensional thermomechanical constitutive relations for shape memory materials / J. of Intelligent Material Systems and Structures. 1990. 1(2): pp. 207-234.
3. Brinson L.C. One-dimensional constitutive behavior memory alloys: thermomechanical derivation with non-constant material functions and redefined martensite internal variable. Journal of Intelligent Material Systems and Structures. 1993. 4(2): pp. 229-242.

ПОЛУЧЕНИЕ ТРЕХСЛОЙНЫХ СОЕДИНЕНИЙ СТАЛЬ–TiNi–СТАЛЬ СВАРКОЙ ВЗРЫВОМ

Рубаник В. В., Клубович В. В., Рубаник В. В. мл.*, Петров И. В.***, Рубаник О. Е.

*ИТА НАН Беларуси, *ВГТУ, Витебск, Беларусь;*

***НИИ ИПсОП, Минск, Беларусь*

В настоящее время разработано большое количество всевозможных силовых элементов, принцип работы которых основан на реализации эффектов памяти формы (ЭПФ). В процессе осуществления обратного мартенситного превращения они в заданной последовательности способны восстанавливать предварительно заданную деформацию различного типа. В основном эти элементы представляют собой взаимосвязанную пару из сплава с ЭПФ и упругого контртела. От жесткости контртела зависит рабочий ход и усилие, развиваемое рабочим телом с ЭПФ. В связи с этим, актуальной является задача разработки композитов, сочетающих функции исполнительного механизма с ЭПФ и контртела, в частности, получение биметаллических конструкций.

Процесс соединения никелида титана с другими материалами, особенно с нержавеющей сталью, довольно труден. При сварке нитинола образуются хрупкие интерметаллические фазы, которые значительно уменьшают силу соединения [1, 2]. С точки зрения технологии материала, самым многообещающим методом для соединения TiNi является сварка взрывом.

В настоящей работе использовали листовые пластины нержавеющей стали и никелида титана состава Ti–54 вес.%Ni толщиной 0,75 мм. Для выбранного материала прямой и обратный фазовые переходы реализуются по схеме $B2 \rightarrow R \rightarrow B19'$, а характеристические температуры составляли $A_n = 30^\circ\text{C}$, $A_k = 45^\circ\text{C}$, $M_n = 37^\circ\text{C}$, $M_k = -3^\circ\text{C}$.

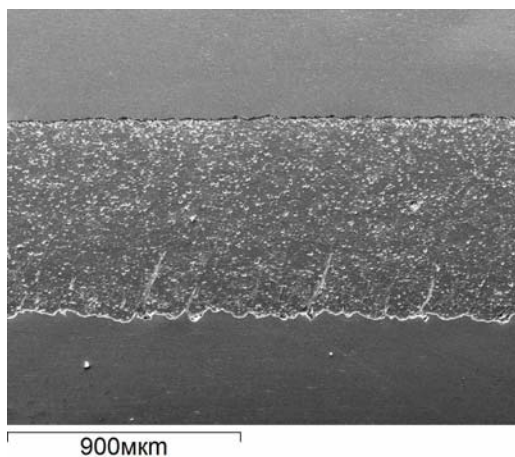


Рис. 1. Микроструктура сварного соединения сталь–TiNi–сталь

Слои металла наносились друг на друга методом сварки взрывом в два этапа. Вначале проводили сварку пластин TiNi–сталь, затем на двухслойный пакет наносился третий слой – нержавеющая сталь. Такая технология обеспечивала получение прочного трехслойного соединения с границами сталь–TiNi и TiNi–сталь (рис. 1). Как видно на рис. 2, на границах соединения, полученного сваркой взрывом, не происходит образования физических и химических неоднородностей, т.е. отсутствуют участки оплавленного металла, поры, трещины и др. дефекты. Здесь же приведена зависимость весового процента содержания элементов соединения в плоскости перпендикулярной границе шва. Происходит образование прочного соединения слоев металла в твердой фазе.

Сварка за счет высокоскоростного соударения пластин при подрыве бризантного взрывчатого вещества обеспечивает высокую адгезию между сплавом с ЭПФ и металлом. Сварной шов имеет волновой характер раздела и обеспечивает блокировку двух металлов. При этом сплав TiNi сохраняет термоупругие свойства [3]. Наблюдается

расширение температурных интервалов превращений, уменьшается скрытая теплота, что связано с сильной пластической деформацией, приобретенной в процессе сварки.

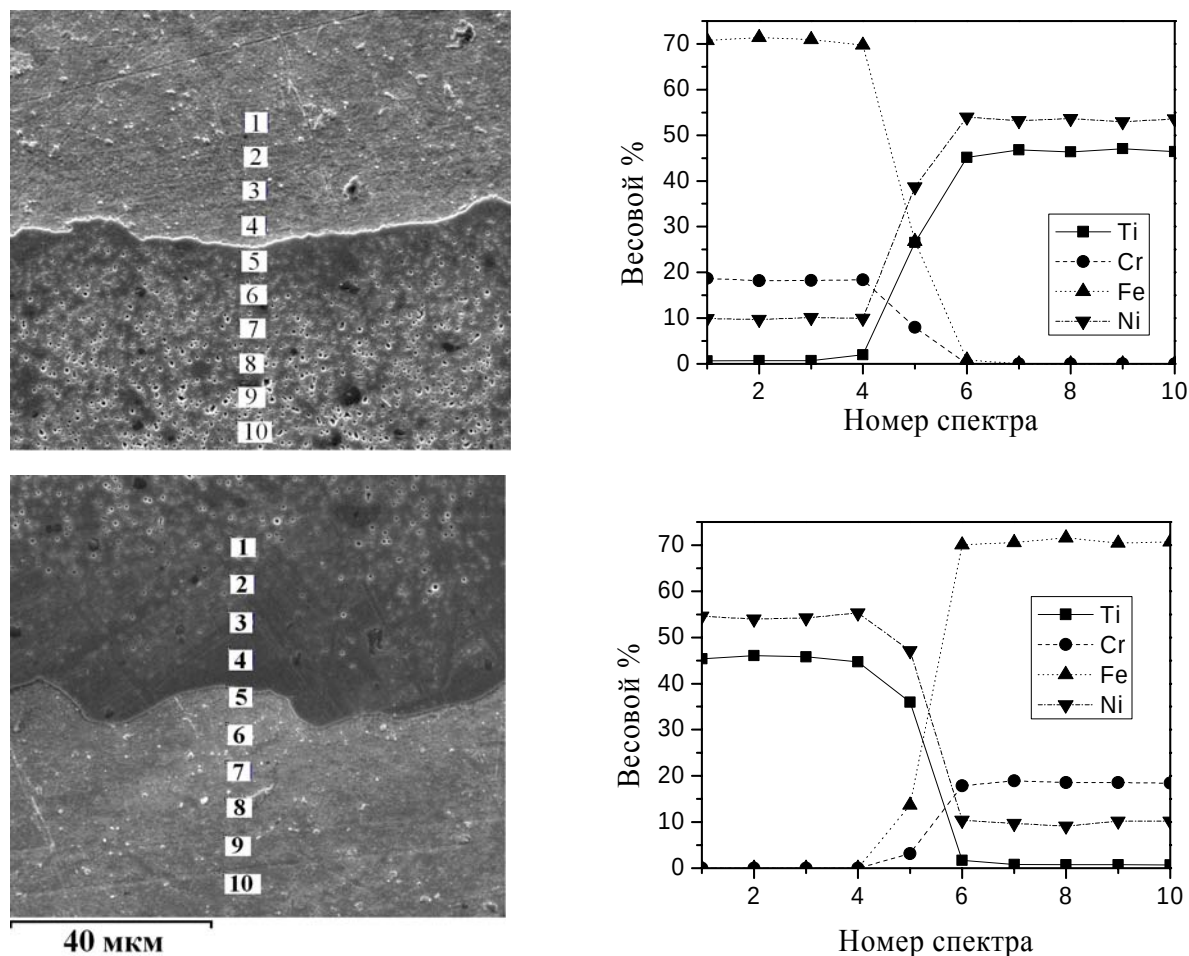


Рис. 2. Микроструктура сварного соединения и распределение весового % элементов в зависимости от номера спектра

Применяемая технология позволяет получать композитные материалы, сочетающие функции исполнительного механизма с ЭПФ и контртела. Посредством подбора режимов последующей термообработки можно полностью восстановить термоупругие свойства TiNi сплава, подвергнутого высокоскоростной деформации сваркой взрывом.

Список литературы

1. Schlobmacher P., Haas T., Schubler A. Laser-welding of a Ni-rich NiTi shape memory alloy // SMST-97: Proceedings Conference, California, 2-6 March 1997 / Ed. by A.Pelton.- Asilomar, California, 1997.- P. 137-142.
2. Schubler A. Micro-machining and joining of NiTi-alloys using Nd:YAG lasers // SMST-97: Proceedings Conference, California, 2-6 March 1997 / Ed. by A.Pelton.- Asilomar, California, 1997.- P. 143-148.
3. Функциональные свойства TiNi сплава после высокоскоростного деформирования / Рубаник В.В., Клубович В.В., Реснина Н.Н. и др. // Фазовые превращения и прочность кристаллов: Тез. докл. 4 междунар. конф.— Черноголовка, 2006.— С. 162-163.

РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ ОРТОТРОПНЫХ ПОЛИМЕРНЫХ ЛИНЕЙНО-ПРОТЯЖЕННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Джежора А. А., Рубаник В. В

*Витебский государственный технологический университет,
Институт технической акустики НАН Беларуси, Витебск, Беларусь*
ita@vitebsk.by

Материалы текстильной и легкой промышленности обладают ортогональной анизотропией как механических, так и физических свойств. Эти свойства описываются тензорами второго ранга. Константы тензора диэлектрической проницаемости являются характеристиками материала и несут информацию необходимую для диагностики качества материалов, прогнозирования прочностных свойств.

Существующие методы измерения констант тензора диэлектрической проницаемости линейно-протяженных полимерных материалов на основе ленточных накладных измерительных конденсаторов (НИК) не эффективны. Это обусловлено тем, что рабочая емкость НИК прямо пропорциональна лишь среднегеометрическим значениям тензора диэлектрических проницаемостей $\sqrt{\epsilon_x \cdot \epsilon_y}$, но не ϵ_x . Во-вторых, поле НИК неоднородно по глубине и неоднородности поля могут быть соизмеримы с неоднородностями структуры контролируемого материала, что приводит к неоднозначности результатов контроля.

Для контроля анизотропии физических свойств линейно-протяженных полимерных материалов в большей степени могут быть использованы ленточные НИК с дополнительным заземленным экраном ЭНИК (рис 1а), либо ленточные ЗСНИК, расположенные зеркально-симметрично относительно плоскости контролируемого материала (рис. 1б). Рабочие емкости предлагаемых конструкций конденсаторов прямо пропорциональны константам тензора диэлектрической проницаемости ϵ_x в области малых толщин контролируемых образцов $r_s > b$.

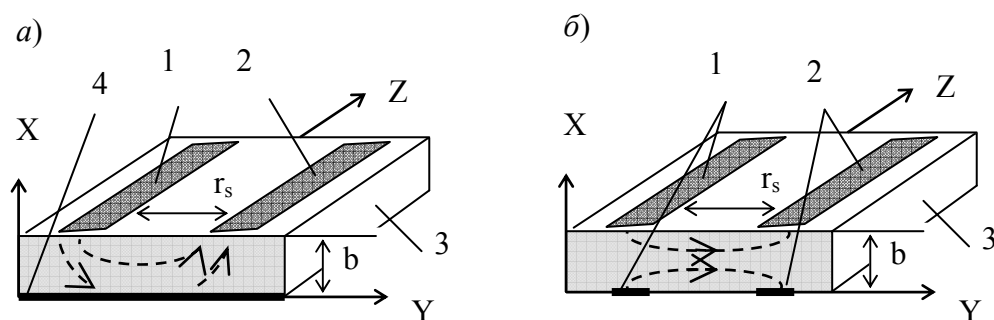


Рис. 1. а) поле ленточных ЭНИК; б) поле ленточных ЗСНИК, расположенных зеркально-симметрично относительно плоскости контролируемого материала: 1, 2 – потенциальные электроды, 3 – контролируемый материал, 4 – заземленный экран

Контроль анизотропии диэлектрической проницаемости линейно-протяженных полимерных материалов (пленок, листов, тканей, покрытий) осуществляется на основе

проходных зеркально-симметричных конденсаторов (рис. 1, б), согласно методике [1]. Она состояла в том, что пара ленточных электродов ЗСНИК, располагалась зеркально-симметрично относительно плоскости контролируемого материала вдоль осей анизотропии. Константы тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon_x, \varepsilon_z$ для каждого из двух направлений X, Z в плоскости линейно-протяженных материалов определялись как:

$$\varepsilon_x = C_x / C_0, \quad \varepsilon_z = C_z / C_0, \quad (1)$$

где C_0 – рабочая емкость ЗСНИК без контролируемого материала.

Суммарная погрешность измерения константы ε_x (аналогично и ε_z) в этом случае равна:

$$\delta = \Delta C_x / C_x + \Delta C_0 / C_0. \quad (2)$$

Исследования анизотропии диэлектрической проницаемости материала корд показали, что значения констант тензора диэлектрической проницаемости в плоскости материала лежат в пределах от 2,2 до 2,5. Максимальная погрешность определения констант тензора диэлектрической проницаемости не превышала 4 %.

Полярная диаграмма изменения диэлектрической проницаемости в плоскости материала в зависимости от направления линий напряженности плоскопараллельного электрического поля, создаваемого ленточными проходными конденсаторами, показана на рис. 2. За направление 0^0 было выбрано направление вдоль утка. Из диаграммы видно, что значения диэлектрической проницаемости изменяются в плоскости материала, достигая максимального значения в направлении 0^0 .

Для прогнозирования прочностных свойств материалов может быть использована взаимосвязь физических и механических свойств. В качестве информационного параметра берется рабочая емкость ЗСНИК. Это связано с тем, что в области малых толщин контролируемых образцов, (межэлектродный зазор $r_s > b$), рабочая емкость на единицу длины преобразователя определяется выражением:

$$C_x = \varepsilon_x \cdot \varepsilon_0 \cdot \pi \cdot b / (\sqrt{\varepsilon_x / \varepsilon_y} \cdot \ln 4 \cdot b + \pi \cdot r_s) \approx \varepsilon_x \cdot \varepsilon_0 \cdot \pi \cdot b / \pi \cdot r_s \quad (3)$$

Из (3) видно, что рабочая емкость прямо пропорциональна как ε_x так и толщине b контролируемого образца и косвенно отражает число физических связей в сечении материала. Это является предпосылкой высокой корреляционной взаимосвязи между предельной прочностью P_p , напряжением при разрыве σ_p , относительным удлинением при разрыве ε_p и рабочей емкостью C_x зеркально-симметричного преобразователя.

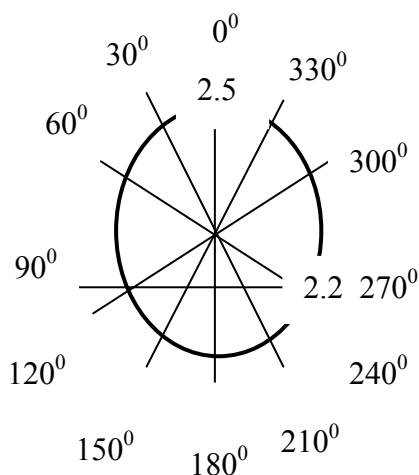


Рис. 2. Полярная диаграмма диэлектрической проницаемости для материала корд

Список литературы

1. Джежора А.А. Емкостной метод исследования структуры композиционных материалов / А.А. Джежора, В.В. Рубаник // Современные методы и приборы контроля качества и диагностики состояния объектов: Матер. междунар. научно-технической конфер. - Могилев. 2004 с. 97-98.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ПРОЦЕССА ГОРЕНИЯ СИСТЕМЫ ТИТАН-БОР МЕТОДОМ САМОРАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО СИНТЕЗА ПРИ НАЛОЖЕНИИ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ

Клубович В. В., Кулак М. М., Платонов Л. Л.

*Институт технической акустики НАН Беларуси, Витебск,
ita@tut.by*

Процесс самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС) нашёл широкое применение при получении новых тугоплавких материалов. Свойства получаемых продуктов зависят от условий синтеза, в частности, от внешних воздействий на процесс СВС. В работе рассматривается влияние ультразвуковых колебаний (УЗК) на процесс горения системы титан – бор.

Исследованию влияния УЗК на процесс СВС посвящен ряд работ. В работе [1] на основании экспериментальных данных по исследованию горения системы титан–бор было высказано предположение, что в зоне прогрева происходит плавление титана и растекание его по поверхности частиц бора. В [2] было установлено, что при горении подобных систем возможны два качественно различных режима: диффузионный – для мелких частиц титана в смеси, и капиллярный – для крупных. Если в диффузионном режиме ведущей стадией горения является процесс диффузионного смешивания компонентов, то в капиллярном режиме скорость горения определяется скоростью фильтрации легкоплавкого реагента между мелкодисперсными частицами тугоплавкого. С целью непосредственного воздействия на процесс фильтрации легкоплавкого реагента смесей Ti–B в работах [3, 4] исследовали горение этих систем при наложении ультразвуковых колебаний. Использовали титан дисперсностью до 1160 мкм. Сжигание проводили в стальном стакане, имеющем щель для фоторегистрации скорости горения. Частота колебаний составляла 18 кГц. Весь процесс проводили в токе аргона при давлении 1 атм. Показано, что максимальное увеличение скорости горения смесей при ультразвуковом воздействии с крупным размером частиц титана составило 2,7 раза, что можно объяснить ускорением фильтрации жидкого титана за счет звукокапиллярного эффекта. На смесях с мелким размером частиц титана, когда капиллярное растекание не лимитирует процесс, увеличение скорости горения при воздействии на процесс ультразвуковых колебаний не наблюдается.

Рентгенофазовый анализ конечных продуктов синтеза при горении смесей Ti+2B и Ti+C с использованием УЗК показал, что основными продуктами синтеза являются фазы TiB₂ и TiC. В случае сжигания смесей с крупными частицами титана в конечных продуктах присутствует свободный титан. На основании данных [4] сделано заключение о возможности управления процессом СВС посредством ультразвуковых колебаний.

Влияние УЗК на образование конечного продукта исследовали в [5]. Изучали горение системы Ti–B–Fe, в ходе горения которой происходит плавление продуктов. Использовали мелкодисперсные порошки титана и железа. Образец диаметром 20 мм, высотой 30 мм, относительной плотности 0,55, помещенный в стальной стакан, поджимали к торцу волновода грузом $P = 100$ кг. Сжигание осуществляли в токе аргона при атмосферном давлении. В стакане имелась щель для фоторегистрации скорости горения. Как показали опыты, скорости горения озвученных и неозвученных образцов были

примерно равны, что указывает на диффузионный режим горения. При металлографических исследованиях шлифов образцов обнаружили, что под действием ультразвука размеры первичных зерен TiB уменьшаются в несколько раз, и распределение этой фазы по всему продукту становится более равномерным. Для составов с содержанием железа 70% действие ультразвука приводит к значительному уменьшению неравновесной фазы Fe_2B . При содержании железа в исходном составе ниже 50% отличий в структурах и фазовом составе "озвученных" и "неозвученных" образцов не наблюдается.

Работам [3–5] присущ один недостаток, который заключается в том, что в них нет сведений об интенсивности акустических полей, при которых проводился синтез, и не изучено влияние интенсивности (амплитуды) УЗК на процесс СВС.

Задачам исследования механизма горения гетерогенных конденсированных систем на базе системы титан–углерод (с добавками никеля и молибдена) с наложением ультразвуковых колебаний различной направленности посвящены работы [6–11]. Показано, что при УЗ-воздействии в рассматриваемых системах структура волны горения отличается от принятой в теории СВС-процессов: происходит расширение зоны прогрева в 2–4 раза, зоны химических реакций в 1,5–2 раза и расширение высокотемпературной части зоны дореагирования. Установлено, что, несмотря на изменение параметров волны горения, полнота реакции увеличивается. Происходит увеличение содержания углерода в карбиде титана. Сужается распределение нестехиометрических карбидов, причем с ростом амплитуды УЗ-колебаний максимум насыщения смещается в сторону стехиометрического карбида. Наложение УЗК приводит к уменьшению размера зерен карбида титана в 2–3 раза, к изменению распределения тепловых потоков по волне горения и глубины превращения. Происходит расширение функции скорости тепловыделения, как в зону прогрева, так и в зону дореагирования, полнота реагирования в начале зоны прогрева и в зоне дореагирования превышает уровень полноты реагирования без УЗ-воздействия. В зоне химических реакций глубина превращения без УЗК больше, чем при наложении УЗ-колебаний. Исследование конечных продуктов синтеза многокомпонентных систем показало, что происходит увеличение степени насыщенности карбидной составляющей углеродом и уменьшение размера ее зерен, возрастает степень растекания молибдена и никеля в материале, и образуется сплошная никель-молибденовая матрица вокруг зерен карбида.

Анализируя результаты работ по исследованию воздействия УЗК на процесс СВС, можно отметить, что наложение УЗ-колебаний влияет как на тепловую структуру волны горения монофазной системы Ti–C, так и на состав конечного продукта синтеза: увеличивается степень насыщенности карбида углеродом, уменьшается величина зерна. В многокомпонентных системах происходит гомогенизация и более равномерное распределение инертной связки по образцу.

Исследования по изучению влияния ультразвуковых колебаний на процесс горения системы титан–кремний показали, что наложение ультразвуковых колебаний на образцы в процессе их горения приводит к снижению скорости и максимальной температуры горения и увеличению теплоотдачи с поверхности образцов в окружающую газовую среду, причем с увеличением амплитуды колебаний коэффициент теплоотдачи с поверхности образца возрастает, и его величина не зависит от состава исходной шихты [12–18].

Сделан вывод о том, что наложение ультразвуковых колебаний на СВС-процесс является эффективным физическим методом целенаправленного регулирования состава и структуры конечных продуктов синтеза.

С целью установления закономерностей процесса синтеза тугоплавких неорганических соединений при воздействии ультразвуковых колебаний была создана установка, позволяющая изучать влияние УЗК на параметры волны горения: скорость, максимальную температуру горения и ее распределение по волне горения при изменении ин-

тенсивности подводимых УЗ-колебаний и варьировании соотношения компонентов в исходной смеси. Блок-схема установки описана в [12]. Синтез исследуемого образца проводили в среде аргона при давлении 1 МПа. Изменение давления газа в реакционном сосуде, возникающее вследствие газовыделения при горении образца, измеряли индукционным датчиком давления с последующей регистрацией на светолучевом осциллографе. Ультразвуковые колебания создавали при помощи магнитострикционного преобразователя, усиливали коническим концентратором. Во время проведения экспериментов проводили контроль амплитуды колебаний.

В работе использовали порошки полидисперсного титана марки ПТОМ с размером частиц $r_{Ti} < 50$ мкм и бор аморфный (уд. пов. $16,5 \text{ м}^2/\text{г}$).

Порошки сушили в вакуумном термостатированном шкафу, затем смешивали и прессовали образцы диаметром 10 и 20 мм. Образцы имели высоту 15 – 20 мм, выбор высоты образцов определялся требованиями обеспечения постоянства интенсивности ультразвуковых колебаний по высоте образца. В смесь порошков для увеличения механической прочности вводили связку. Содержание связки не превышало 2 % от веса образца. Экспериментально установлено, что такое количество связки не приводит к изменению скорости и температуры горения. Относительная плотность образцов составляла 0,6 – 0,65 от максимальной.

Скорость горения определяли двумя методами: фотографическим и по газовыделению. Погрешность измерения скорости горения – 5 %.

Измерение температуры в волне горения проводили термопарным и оптическим методами. Относительная погрешность измерения температуры не выше – 5 %.

Измерение температуры в волне горения проводили методом спектрального отношения в двух длинах волн 0,400 и 0,538 мкм.

Цветовую температуру $T_{Ц}$ определяли по формуле:

$$\frac{1}{T_{Ц}} = \left[\frac{1}{\lambda_2 T_{Я \lambda_2}} - \frac{1}{\lambda_1 T_{Я \lambda_1}} \right] \cdot \left[\frac{1}{1/\lambda_1 - 1/\lambda_2} \right],$$

где λ_1, λ_2 – рабочие длины волн, $T_{Я \lambda_1}, T_{Я \lambda_2}$ – яркостные температуры в тех же длинах волн.

На основании экспериментальных данных, известных геометрических размеров и теплофизических характеристик образцов были рассчитаны коэффициенты теплоотдачи для исследуемых систем. Результаты расчетов приведены на рис. 1.

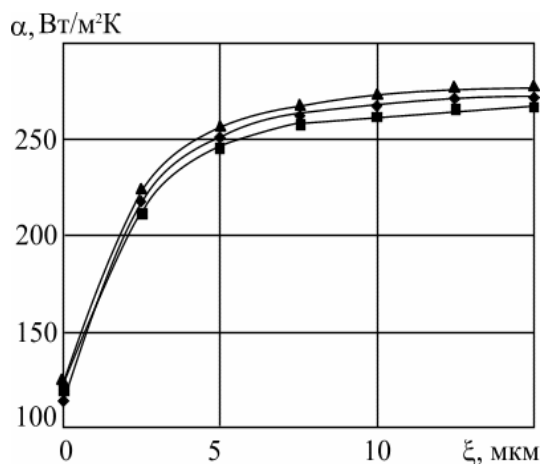


Рис. 1. Зависимость коэффициента теплоотдачи α с поверхности образцов с различным соотношением компонентов (♦ – 0,75; ■ – 1; ▲ – 1,5) от амплитуды ультразвуковых колебаний ξ

Видно, что наложение УЗК приводит к увеличению коэффициента теплоотдачи α . Причем величина коэффициента теплоотдачи не зависит от состава исходной шихты. Это связано, по-видимому, с ростом интенсивности конвективных потоков под действием УЗК вблизи поверхности горящего образца, и изменение условий теплообмена из-за воздействия УЗК может привести к изменению условий образования конечного продукта.

Изучение влияния УЗК на уровень скоростей и максимальных температур горения смесей $Ti + \beta B$ (β – стехиометрический коэффициент) проводили при варьировании исходного состава шихты и амплитуды ультразвуковых колебаний.

Были исследованы составы с $\beta = 0,75; 1,0; 1,5$.

Экспериментально полученные зависимости температуры и скорости горения смеси титан-бор с различным соотношением компонентов от амплитуды подводимых ультразвуковых колебаний, приведены на рисунках 2 и 3.

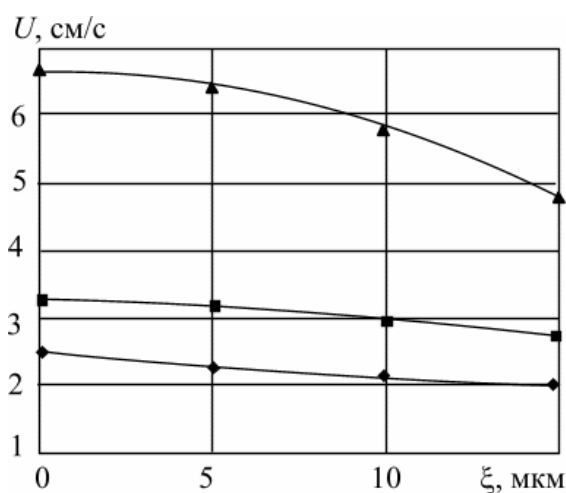


Рис. 2. Зависимости скорости горения системы титан-бор от амплитуды ультразвуковых колебаний для смесей с различным соотношением компонентов: $\blacklozenge$ – 0,75; $\blacksquare$ – 1; $\blacktriangle$ – 1,5

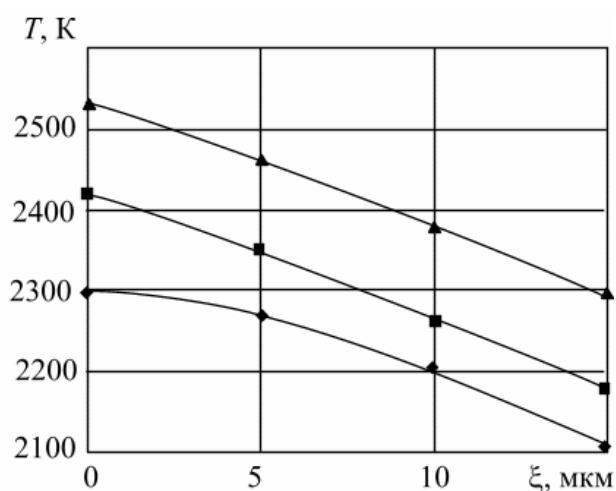


Рис. 3. Зависимости температуры горения системы титан-бор от амплитуды ультразвуковых колебаний для смесей с различным соотношением компонентов: $\blacklozenge$ – 0,75; $\blacksquare$ – 1; $\blacktriangle$ – 1,5

Анализ рисунков 2 и 3 показывает, что наложение ультразвуковых колебаний приводит к уменьшению максимальной скорости и температуры горения системы титан-бор.

Заключение

Экспериментальные исследования процесса СВС системы с многофазным конечным продуктом титан-бор показали, что воздействие ультразвуковых колебаний приводит к изменению скорости, максимальной температуры горения, коэффициента теплоотдачи с поверхности образцов в окружающую среду. Такой характер воздействия УЗК на СВС-процесс связан с тем, что ультразвуковое воздействие приводит к изменению условий тепломассопереноса в волне горения, конвективных потоков в газовой среде возле образца, а также сказывается на условиях растекания плавящихся реагентов и промежуточных продуктов синтеза.

Список литературы

1. Мержанов, А.Г. Закономерности и механизм горения пиротехнических смесей титана с бором. Черногловка, 1978. 12 с. (Репринт ОИХФ АН СССР).
2. Некрасов, Е.А., Максимов, Ю.М., Зиятдинов, М.Х., Штейнберг, А.С. Влияние капиллярного растекания на распространение волны горения в безгазовых системах // ФГВ.- 1978.-Т. 14.- №5.-С. 26-32.
3. Максимов, Ю.М., Мержанов, А.Г., Кирдяшкин, А.И. Влияние ультразвуковых колебаний на горение системы титан-бор // Проблемы технологического горения. Т. 1. Кинетика, термодинамика, механизм и теория горения. Черногловка, 1981.- С. 53-55.
4. Кирдяшкин, А.И., Максимов, Ю.М., Мержанов, А.Г. О влиянии капиллярного растекания на процесс горения безгазовых систем // ФГВ. 1981.-Т. 17.-№6.-С. 10-15.
5. Влияние ультразвуковых колебаний на горение конденсированных систем с твердофазными продуктами реакции / Ю.М. Максимов, А.И. Кирдяшкин, А.Г. Мержанов, Л.Г. Расколенко, // ФГВ.- 1984.-Т. 20.-№6.-С. 83- 86.
6. Мальцев, В.М., Писковский, С.В., Селезнев В.А. Особенности горения системы титан-углерод в ультразвуковом поле // ХФ.- 1984.-Т. 3.-№12.-С. 1750-1754.
7. Методика исследования СВС-процесса в ультразвуковом поле // В.А. Селезнев, С.В. Писковский, В.М. Мальцев, В.Е. Сумкин / Тез. докл. VII семинара по электрофизике горения. – Караганда, 1984. – С. 87–89.
8. Писковский, С.В., Селезнев, В.А., Мальцев, В.М. Исследование условий теплообмена при СВС -процесса в ультразвуковом поле // Тез. докл. VII семинара по электрофизике горения. Караганда, 1984.- С. 90-92.
9. Об изменении химической неоднородности TiC при воздействии мощных ультразвуковых колебаний на процесс СВС // О.В. Абрамов, Д.М. Мазо, Н.Н. Манохина, С.В. Писковский, Е.А. Левашов / Тез. докл. I Всесоюзного симпозиума по макрокинетики и химической газодинамике. Т. 2, ч. 1. – Черногловка, 1984. – С. 122–123.
10. Исследование влияния ультразвукового поля на волну горения СВС –процесса // В.М. Мальцев, С.В. Писковский, В.А. Селезнев, О.В. Абрамов, Н.Н. Хавский, М.Н. Дубровин / Тез. докл. I Всесоюзного симпозиума по макрокинетики и химической газодинамике. Т. 2, ч. 1. – Черногловка, 1984. – С. 124–125.
11. Писковский, С.В., Селезнев, В.А., Мальцев, В.М. Горение гетерогенных систем в ультразвуковом поле // ХФ.-1990.-Т.9.-№6.-С.830-834.
12. Клубович, В.В., Кулак, М.М., Хина, Б.Б. Ультразвук в процессах самораспространяющегося синтеза: монография / Мн.: БНТУ, 2006.-279 с.
13. Клубович, В.В., Кулак, М.М., Чеботько, И.С. Рентгеноструктурные исследования силицидов титана, синтезированных при воздействии ультразвуковых колебаний // Весці АН Беларусі, сер. фіз.-тэхн. навук. – 1991. № 1. – С. 67–70.
14. Влияние ультразвука на процесс горения / В.В. Клубович, С.А. Кириллов, И.М. Котин, М.М. Кулак // ДАН Беларусі. – 1992. – Т. 36, № 9–10. – С. 799–801.
15. Клубович, В.В., Кулак, М.М., Мальцев, В.М. Влияние ультразвуковых колебаний на процесс синтеза и тонкую структуру продуктов горения системы титан-кремний // Инженерно-физический журнал. – 1993. – Т. 65, № 4. – С.471–475.
16. Клубович, В.В., Кулак, М.М., Чеботько, И.С. Изучение фазового состава силицидов титана, полученных методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза с наложением ультразвука // Весці АН Беларусі, сер. фіз.-тэхн. навук. – 1995. № 2. С. 3–7.
17. Клубович, В.В., Кулак, М.М., Чеботько, И.С. Влияние низкотемпературного отжига на фазовый состав силицидов титана, полученных методом СВС при ультразвуковом воздействии // Весці НАН Беларусі, сер. фіз.-тэхн. навук. – 2002. № 2. – С. 16–19.
18. Клубович, В.В., Степаненко, А.В., Кулак, М.М. Получение новых материалов методом СВС с наложением ультразвуковых колебаний // Весці НАН Беларусі, сер. фіз.-тэхн. навук. – 2003. № 4. С. 121–126.
19. Гаррисон, Т.Р. Радиационная пирометрия. М.: Мир, 1964.-248 с.

УДК 536.46+534.29+539.26

РЕНТГЕНОСТРУКТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ БОРИДОВ ТИТАНА, СИНТЕЗИРОВАННЫХ МЕТОДОМ СВС ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ

Клубович В. В., Кулак М. М., Платонов Л. Л., Мосунов Е. И.*

*Институт технической акустики НАН Беларуси, Витебск,
ita@tut.by*

**Объединенный Институт Машиностроения НАН Беларуси, Минск,
emosunov@rambler.ru*

Введение

Работы по исследованию механизмов структурообразования самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС) систем с многофазным конечным продуктом, по созданию научных принципов управления процессом СВС и свойствами продуктов синтеза с наложением интенсивных ультразвуковых колебаний (УЗК) представляют большой научный и практический интерес. Результаты их исследования являются научной основой для успешного регулирования процессов создания материалов с заданными свойствами методом СВС в ультразвуковом поле, представляют несомненный интерес для развития новых технологических приемов для уточнения – расширения представлений о механизме процессов, происходящих в волне синтеза под действием УЗК.

В работе приведены данные рентгеновских измерений фазового состава и параметров кристаллических решеток синтезированных фаз системы титан–бор после самораспространяющегося высокотемпературного синтеза при наложении ультразвуковых колебаний.

Методика исследований

Полученные методом СВС с наложением УЗК образцы исследовали методом рентгенографического анализа. При исследовании неразмолотых образцов (образец, подготовленный к металлографическим исследованиям) было замечено, что имеется текстура, образующаяся в процессе синтеза. Поэтому для рентгенографических измерений приготавливали образцы в виде порошков путем размола [1].

Рентгеноструктурный анализ конечных продуктов синтеза титан–бор проводили на дифрактометрическом комплексе D8 ADVANCE фирмы “BRUKER” Германия в Сик_α излучении в автоматическом режиме съемки. Напряжение на рентгеновской трубке составляло 50 кВт, ток 20 мА. Съемки проведены в сканирующем режиме: интервал сканирования 2θ составлял 20–120 градусов, шаг сканирования – 0,1 градуса, выдержка на точке сканирования – 1,8 секунды, образец вращался со скоростью 15 оборотов в минуту. В качестве монохроматора использовали пиролитический графит. Регистрацию рентгеновского излучения осуществляли сцинтилляционным счетчиком. Предварительно исследуемая смесь порошка была насыпана в углубление кюветы, разглажена шпателем до уровня кюветы и закреплена на предметном столике гониометра.

Фазовый анализ дифрактограмм выполнен в программном обеспечении “EVA” в объеме картотеки PDF-2 (Powder Diffraction File) International Centre for Diffraction Data.

В табл. 1 приведены результаты исследования фазового анализа продуктов горения системы $Ti + \beta B$ для различных значений величины β (стехиометрический коэффициент).

Таблица 1. Фазовый состав продуктов горения системы $Ti + \beta B$

$\beta = 0,75$	$\beta = 1,0$	$\beta = 1,5$	$\beta = 2,0$	$\beta = 2,25$
$Ti + TiB + TiB_2$	$Ti + TiB + TiB_2 + Ti_3B_4$	$Ti + TiB + TiB_2$	TiB_2	TiB_2

Из анализа данных табл. 1 видно, что в исследованных пределах изменения соотношения исходных компонентов в шихте в процессе горения синтезируются все фазы, достоверно известные по диаграмме состояний [2].

Рентгеноструктурный анализ дифрактограмм выполнен в программном обеспечении “EVA” и “TOPAS” дифрактометрического комплекса дифрактометра D8 ADVANCE.

Определение параметров кристаллической решетки, размеров кристаллитов выполнено в программном обеспечении “TOPAS”.

Алгоритм программы “TOPAS” предусматривает введение начальных параметров, которые описывают:

- конфигурацию условий съемки на дифрактометре – размер первичной и вторичной щели, радиус гониометра, угол расходимости щелей Соллера, материал монохроматора и угол установки, длину волны рентгеновского излучения, отражательную площадь образца;

- начальные параметры структурного состояния анализируемого вещества – пространственную группу вещества, приблизительные параметры решетки.

Используя начальные условия программное обеспечение “TOPAS” выполняет уточнение (расчет) параметров кристаллической решетки выбранной фазы с учетом инструментальных функций, вызывающих искажения профиля дифракционных пиков. Одновременно выполняется определение индексов интерференции всех дифракционных максимумов на рентгенограмме выбранной фазы и размер кристаллитов этой фазы в крупинках порошка.

Из полученных данных рассчитывали объем элементарной ячейки (ОЭЯ). Так как кристаллическая решетка фазы Ti и TiB_2 имеет гексагональную сингонию, а фазы TiB и Ti_3B_4 – орторомбическую, то объем элементарной ячейки для этих фаз рассчитывали по формулам:

для фаз Ti , TiB_2 :

$$V = a^2 * c * \sin 120^\circ,$$

для фаз TiB и Ti_3B_4 :

$$V = a * b * c,$$

где a , b , c – параметры кристаллической решетки.

В таблицах 2, 3, 4, 5 приведены параметры и объемы кристаллических решеток синтезированных фаз системы титан–бор в зависимости от амплитуды ультразвуковых колебаний.

Анализ таблиц № 2, 3, 4, 5 показывает, что наложение ультразвуковых колебаний во время синтеза приводит к изменению параметров и объема кристаллических решеток синтезированных фаз.

Таблица 2. Зависимость параметров и объема кристаллических решеток синтезированных фаз Ti, TiB, TiB₂ от амплитуды УЗК для состава Ti +0,75B

Ti				TiB				TiB ₂		
ξ , мкм	a , Å	c , Å	V , Å ³	a , Å	b , Å	c , Å	V , Å ³	a , Å	c , Å	V , Å ³
0	2,9780	4,5310	34,7985	6,1159	3,0518	4,5595	85,1031	3,0202	3,2468	25,6474
5	2,9811	4,5263	34,8362	6,1227	3,0551	4,5643	85,3796	3,0224	3,2515	25,7223
10	2,9799	4,5230	34,7830	6,1174	3,0533	4,5611	85,1951	3,0213	3,2511	25,7001
$a_3 = 2,9505$ Å, $c_3 = 4,6826$ Å, $V_3 = 35,30$ Å ³				$a_3 = 6,12$ Å, $b_3 = 3,06$ Å, $c_3 = 4,56$ Å $V_3 = 85,40$ Å ³				$a_3 = 3,0280$ Å, $c_3 = 3,2280$ Å, $V_3 = 25,63$ Å ³		

Таблица 3. Зависимость параметров и объема кристаллических решеток синтезированных фаз Ti, TiB от амплитуды УЗК для состава Ti + B

Ti				TiB			
ξ , мкм	a , Å	c , Å	V , Å ³	a , Å	b , Å	c , Å	V , Å ³
0	2,9472	4,779	35,9479	6,1175	3,0532	4,5614	85,1993
5	2,9385	4,6878	35,0545	6,1105	3,0449	4,5715	85,0566
10	2,9951	4,6895	36,4321	6,1167	3,0501	4,5703	85,2685
$a_3 = 2,9505$ Å, $c_3 = 4,6826$ Å, $V_3 = 35,30$ Å ³				$a_3 = 6,12$ Å, $b_3 = 3,06$ Å, $c_3 = 4,56$ Å, $V_3 = 85,40$ Å ³			

Таблица 4. Зависимость параметров и объема кристаллических решеток синтезированных фаз TiB₂, Ti₃B₄ от амплитуды УЗК для состава Ti + B

TiB ₂				Ti ₃ B ₄			
ξ , мкм	a , Å	c , Å	V , Å ³	a , Å	b , Å	c , Å	V , Å ³
0	3,0304	3,2315	25,7006	3,2642	13,7299	3,0404	136,2676
5	3,0309	3,2335	25,7240	3,2663	13,7405	3,0393	136,4078
10	3,0316	3,2341	25,7415	3,2675	13,7445	3,0395	136,5100
$a_3 = 3,0280$ Å, $c_3 = 3,2280$ Å, $V_3 = 25,63$ Å ³				$a_3 = 3,0280$ Å, $c_3 = 3,2280$ Å, $V_3 = 25,63$ Å ³			

Таблица 5. Зависимость параметров и объема кристаллических решеток синтезированных фаз Ti, TiB, TiB₂ от амплитуды УЗК для состава Ti + 1,5B

Ti				TiB				TiB ₂		
ξ , мкм	a , Å	c , Å	V , Å ³	a , Å	b , Å	c , Å	V , Å ³	a , Å	c , Å	V , Å ³
0	2,9950	4,6918	36,4480	6,0812	3,0504	4,5802	84,9631	3,0329	3,2352	25,7633
5	2,9353	4,6916	35,0061	6,1289	3,0445	4,5904	85,6542	3,0322	3,23416	25,7510
10	2,9365	4,7060	35,1422	6,1196	3,0490	4,5766	85,3932	3,0325	3,2352	25,7662
$a_3 = 2,9505$ Å, $c_3 = 4,6826$ Å, $V_3 = 35,30$ Å ³				$a_3 = 6,12$ Å, $b_3 = 3,06$ Å, $c_3 = 4,56$ Å $V_3 = 85,40$ Å ³				$a_3 = 3,0280$ Å, $c_3 = 3,2280$ Å, $V_3 = 25,63$ Å ³		

Заключение

Экспериментальные исследования процесса СВС системы с многофазным конечным продуктом титан-бор показали, что воздействие ультразвуковых колебаний приводит изменению кристаллической структуры конечных продуктов синтеза. Приведенные результаты позволяют сделать предположение, что наложение ультразвука на образцы в процессе их синтеза приводит к изменению условий синтеза. Из анализа таблиц № 2, 3, 4, 5 видно, что увеличение амплитуды ультразвуковых колебаний приводит изменению как объема кристаллической решетки синтезированных фаз, так параметров кристаллической решетки синтезированных фаз.

Список литературы

1. Липсон, Л., Стипл, Г. Интерпретация порошковых рентгенограмм.- М.: Мир, 1972.- 384 с.
2. Самсонов, Г.В., Серебрякова, Т.И., Неронов, В.А. Бориды.- М.: Атомиздат, 1975.- 376 с.
3. Анищик, В.М., Гуманский, Г.А. Структурный анализ: (Элементы теории, задачи, лаб. работы). Мн.: Изд-во БГУ, 1979.- 136 с.

УДК 669.24.245

ОСАЖДЕНИЕ TiNi ПЛЁНОК ИОННО-ЛУЧЕВЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ

Рубаник В. В., Маркова Л. В.*, Андреев М. А.*, Рубаник В. В. (мл.),
Заболотина Ю. А.**

ГНУ «Институт технической акустики НАН Беларуси», Витебск, Беларусь
ita@vitebsk.by

** ГНПО порошковой металлургии, Минск, Беларусь,*

*** Учреждение образования «ВГТУ», Витебск, Беларусь*

В последнее время в тонкопленочной технологии большое внимание уделяется разработке новых и усовершенствованию традиционных методов получения пленок различных соединений, в том числе и TiNi, что объясняется широким применением их в микроэлектронике, медицине и технике [1]. В частности, в работе [2] показано, что методом ионно-плазменного осаждения удается получать TiNi пленки, которые после термообработки обладают термомеханическими свойствами, соответствующими исходному материалу.

В данной работе TiNi пленку получали методом ионно-лучевого распыления композиционной мишени, представляющей собой диск Ø 80 мм и толщиной 6 мм. В качестве подложек для формирования композиционных покрытий были выбраны полированные пластины из стали 45, кристаллы KH_2PO_4 и пластины кремния. Покрытие наносили в течение двух часов на предварительно обработанные ионным пучком и подогретые до 200 °С подложки. Предварительную обработку подложек проводили в течение 10 минут. Толщина покрытия, сформированного при таких условиях, составила порядка 1 мкм.

Определение состава сформированных покрытий проводили на аттестованном сканирующем электронном микроскопе «Нанолаб-7» фирмы «Оптон» (Германия) с микрорентгеноспектральным анализатором AN 10000 фирмы «Линк Аналитикл» (Ве-

ликобритания) по программе количественного анализа ZAF4-FLS. Погрешность метода в данном случае составляла 3–5 относительных процента.

Из данных микрорентгеноспектрального анализа видно, что состав покрытия, сформированного методом ионно-лучевого распыления, практически полностью соответствует составу распыляемой композиционной мишени (Ti55%Ni45%).

На рис. 1 представлена микроструктура ионно-лучевых покрытий на основе никелида титана, полученная на сканирующем электронном микроскопе высокого разрешения «Mira» при увеличении 5000–25000крат. На снимке отчетливо прослеживается однородность и равномерность покрытия, которое повторяет рельеф поверхности основы, в данном случае – стали марки 45.

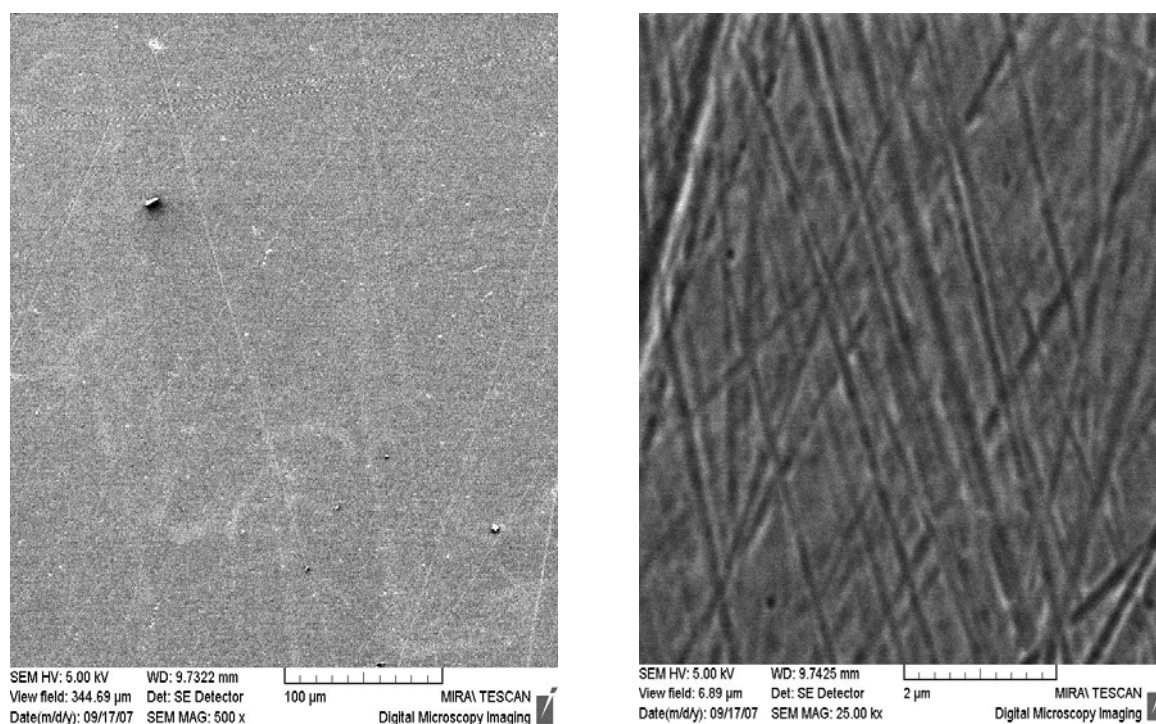


Рис. 1. Морфология поверхности покрытия из никелида титана

Применение съемки в характеристическом рентгеновском излучении показало, что титан и никель распределены равномерно по всей поверхности образца. Линейное сканирование по поверхности образца также подтвердило равномерность распределения титана и никеля на модифицированной поверхности. Концентрационные кривые распределения Ti, Ni вдоль участка сканирования показывают равномерное распределение интенсивностей всех элементов вдоль оси X.

Исследование топографии поверхности покрытия из никелида титана, сформированного на кремниевой подложке, проводили на атомно-силовом микроскопе НТ-206 (ОДО «Микротестмашины», г. Гомель) со стандартными кремниевыми кантилеверами. Радиус закругления стандартного кремниевого зонда составляет 10 мкм. Разрешение АСМ составляет: вертикальное – 0,2 нм, горизонтальное – 2 нм. Структуру поверхности анализируемых образцов исследовали с использованием изображений рельефа поверхности в режиме «Tortion». Исследование морфологии поверхности ионно-лучевых покрытий четко показало, что при напылении покрытия формируется слабовыраженная зеренная структура. Размер зерен колеблется от 10 нм до 70 нм, а высота их – от 1 нм до 8 нм (рис.2).

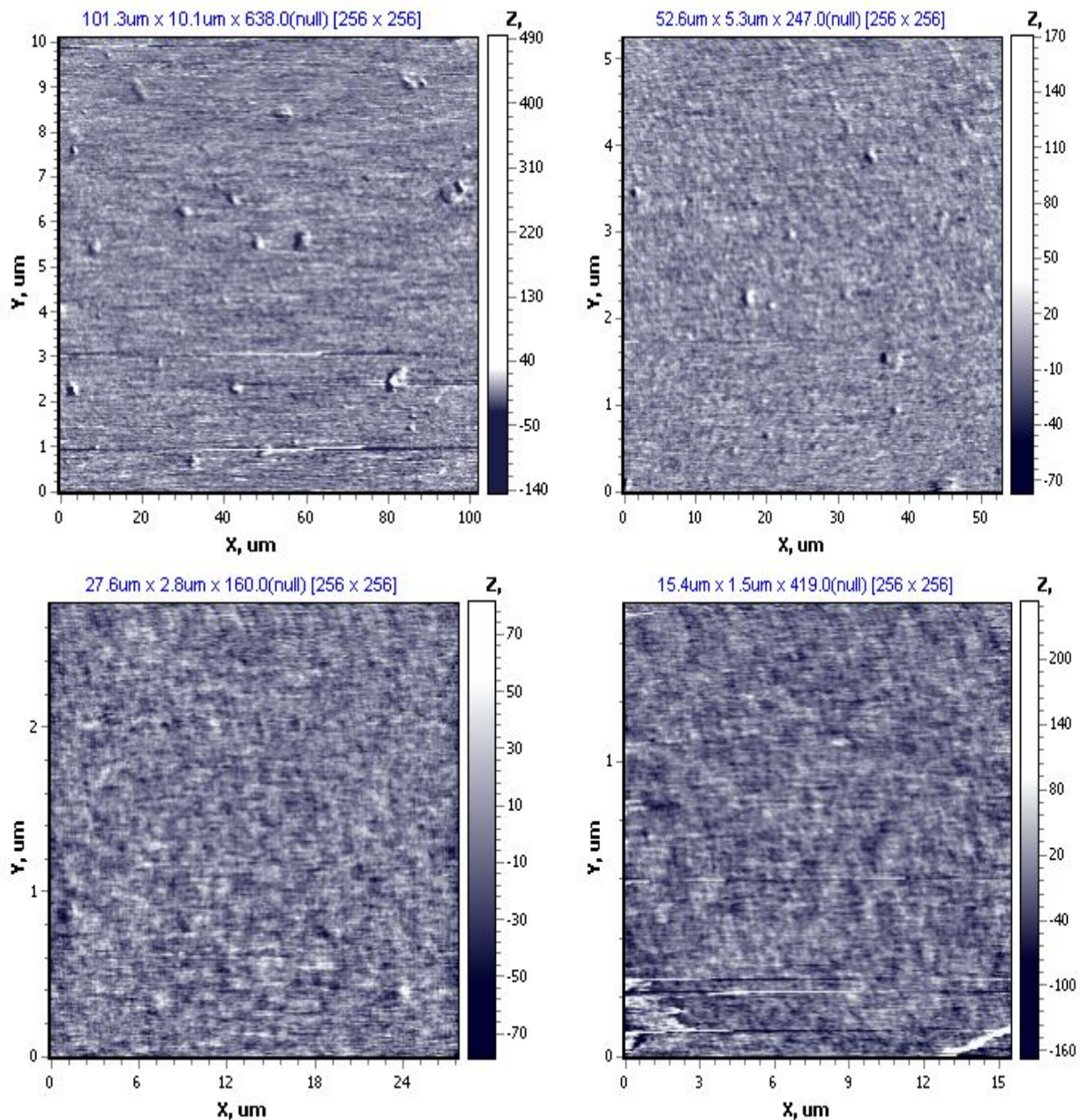


Рис. 2. Морфология поверхности покрытия

Для оценки твердости покрытия была использована подложка из стали марки 45. Измерения микротвердости проводили на приборе Micromet-I с использованием индентора Кнупа. Величина нагрузки составляла 0,03 Н. Толщина исследуемых покрытий не превышает 2,0 мкм. Отпечаток имеет вид сильно вытянутого ромба, большая диагональ в семь раз превышает малую, глубина отпечатка в 30 раз меньше большой диагонали. Сильно вытянутая большая диагональ обуславливает повышенную точность измерения микротвердости при малых нагрузках что особенно важно для тонких покрытий. В результате выполнения измерений получены следующие значения микротвердости: основа – 2800–3200 МПа, покрытие – 6700–7300 МПа, т.е. напыление покрытия вызывает увеличение микротвердости почти в два раза.

Таким образом, результаты экспериментальных исследований позволяют сделать вывод о возможности получения методами ионно-лучевого распыления тонких TiNi пленок с хорошими физико-механическими свойствами.

Список литературы

1. Кунцевич Т.Э., Пушин В.Г. Структура и свойства быстрозакаленных сплавов на основе никелида титана. Сборник тезисов XV Междун. конфер. «Актуальные проблемы прочности» 25-28 сентября 2006г. Белгород, Россия
2. Рубаник В.В., Рубаник В.В. мл. Получение тонких TiNi пленок методом ионно-плазменного осаждения. Сборник тезисов XV Междун. конфер. «Актуальные проблемы прочности» 25-28 сентября 2006г. Белгород, Россия

УДК 677.494:53

ПРИМЕНЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ОРИЕНТИРОВАННОГО ВОЛОКНА ИЗ ТЕРМОПЛАСТИЧНЫХ ПОЛИМЕРОВ

Лаппо Н. М.

*Витебский государственный технологический университет,
Витебск, Беларусь*

Изготовление высокоориентированного моноволокна и микропластика осуществляют методом протягивания через волокна из сверхтвердых или синтетических материалов. Предварительно цилиндрические заготовки из ПЭВП помещают в контейнер с коническим соплом диаметром на выходе 1,0 мм, нагревают их до температуры 110 °С и термостатируют при этой температуре, а затем экструдировать. После выхода полимера из сопла экструзию прекращают и извлекают заготовку, которую подвергают волочению на специальных станах. Полученная таким образом моноплетня полимера обладает существенным недостатком, а именно: в ней возникают фибрилляции (изменение поперечных размеров волокна), которые уменьшают эксплуатационные свойства моноплетней. Для повышения эксплуатационных свойств волокна, за счет уменьшения или исключения фибрилляции, разработан способ получения ориентированного волокна из термопластичных полимеров путем применения ультразвуковых колебаний на заключительной стадии их изготовления. После ориентационного волочения моноплетня дополнительно подвергают протягиванию через калибрующую волоку, в которой возбуждают продольные или радиальные ультразвуковые колебания, причем волочение осуществляют при амплитуде ультразвуковых колебаний, равной 5 – 15 мкм, а скорость протягивания равна 0,2–0,5 м/с. Под действием ультразвуковых колебаний внешняя часть моноплетни проплавляется и частично разориентируется. В результате этого происходит уменьшение или даже исключение фибрилляции. Волочение моноплетней лавсана и полистирола проводили на лабораторном волочительном стане через волокна из синтетического алмаза, которые были запрессованы в волноводы специальной конструкции. Источником ультразвуковых колебаний служили генераторы типа УЗГ–0,4 и УЗДН–2Т.

При возбуждении ультразвуковых колебаний в волоке на границе контакта двух сред выделяется тепло, причем интенсивность выделения тепла прямо пропорциональна квадратам амплитуды и частоты ультразвуковых колебаний. При этом происходит разогрев как волокна, так и полимера, и температура на границе раздела сред может достигать высоких значений (например, может быть намного выше температуры плавления полимера).

Температуру волокни в калибровочной зоне (а значит, и степень разогрева полимера) можно регулировать изменением частоты и амплитуды ультразвуковых колебаний, однако, поскольку УЗ-генераторы работают на фиксированных частотах, то количество тепла регулировали путем изменения амплитуды.

Поскольку материалом волокни служили синтетические и природные алмазы, а они имеют большую теплопроводность, чем полимер, то тепловой поток, в основном, направлен от границы контакта двух сред в волокно, однако развивающиеся температуры могут превысить температуру перехода полимера в вязкотекучее состояние.

Поток энергии, направленный от границы контакта двух сред к центру мононити, способен расплавить ориентированный полимер, однако в процессе волочения мононити нагревается до температуры вязкотекучего состояния только по периферийному слою, и толщина (или глубина) этого слоя зависит только от амплитуды ультразвуковых колебаний и скорости, с которой мононить проходит через калибрующую зону волокни.

При постоянной температуре на границе контакта двух сред поток тепла, выделяющийся в моноволокно можно записать в таком виде:

$$Q = \frac{2\pi\lambda l T_{K.3}}{\ln \frac{D}{D-2\Delta R}},$$

где λ – теплопроводность полимера; l – длина калибрующей зоны; $T_{K.3}$ – разность температур на границе контакта сред и на глубине прогрева ΔR полимера до температуры плавления; D – диаметр волокна; t – время протягивания.

В то же время количество тепла, необходимое для нагрева полимера до плавления равно:

$$Q_{пл} = C_V m \Delta T_n,$$

где C_V – теплоемкость полимера; m – масса полимера; ΔT_n – разность температур полимера на входе в волокно и расплавленного полимера. Масса полимера $m = \rho V_{об}$, где ρ – плотность; $V_{об}$ – объем полимера:

$$V_{об} = L \pi \Delta R (D - \Delta R),$$

где L – скорость волочения, умноженная на время (длина моноволокна, проходящая через точку за единицу времени), т.е.

$$V_{об} = V_{вол} t \pi \Delta R (D - \Delta R)$$

Подставляя значения и сравнивая, получаем

$$Q = C_V \rho V_{вол} t \pi \Delta R (D - \Delta R) \Delta T_n = \frac{2\pi\lambda l T_{K.3}}{\ln \frac{D}{D-2\Delta R}}.$$

После преобразования получим:

$$V_{вол} = \frac{2\lambda T_{K.3} l}{C_V \rho \Delta T \Delta R (D - \Delta R) \ln \frac{D}{D-2\Delta R}}$$

Анализ полученного выражения показывает, что скорость волочения полимера для проплавления его на заданную глубину зависит от температуры, развивающейся в калибрующей зоне волокни, и температуры полимера на входе в волокно.

Ориентированная структура моноволокна в процессе проплавления разориентируется на заданную глубину, в результате чего мононить имеет центральный стержень из

высокоориентированного полимера, "одетый" в чехол из разориентированного эластичного полимера. Такая структура существенно повышает поперечную и изгибную прочность моноволокна. При изгибе моноволокно не расщепляется.

Температурные условия осуществления процесса поддерживали в определенном интервале, поскольку известно, что ниже температуры плавления процесс оплавления неосуществим, а с другой стороны – температуру калибрующей зоны волокна нельзя повышать выше разумного предела, например, поддерживать температуру выше или равной температуре деструкции полимера. То же самое можно отнести и к амплитуде ультразвуковых колебаний.

На выходе из калибрующей волокна мононити охлаждают. Дополнительно нить после оплавления может быть подвергнута отжигу в инертной атмосфере для стабилизации надмолекулярной структуры полимера.

В нашем случае для получения заготовки мононити полимера осуществляли его экструзию, для чего цилиндрическую заготовку из ПЭВП диаметром 4,0 мм и длиной 150 мм помещали в контейнер для экструзии с коническим соплом (диаметр на выходе 1,00 мм, длина сопла 100 мм) и нагревали до 110 °С, термостатировали при этой температуре и экструдировали. После выхода полимера из сопла экструзию прекращали и извлекали заготовку. Далее оттянутый конец заготовки заправляли в волоку, волоку помещали в контейнер с обогревом, нагревали систему до 104 °С и термостатировали при этой температуре. Свободный конец мононити захватывали зажимом и волочили полимер. Диаметр волокна составлял 1,01 мм. Скорость волочения – 0,1 м/с. Полученную мононить далее заправляли в калибрующую волоку, соединенную с источником ультразвука, и затем волочили. Одновременно в волоке возбуждали ультразвуковые колебания. Температура в калибровочной зоне составляла 105 °С. Диаметр калибрующей волокна 1,0 мм, скорость волочения 0,5 м/с. Амплитуда ультразвуковых колебаний составляла 10 мкм при частоте колебаний 22 кГц. Прочность мононити ПЭВП до волочения через калибровочную волоку составляла 630 МПа, после волочения через калибровочную волоку с ультразвуком – 610 МПа. Глубина проплавления моноволокна составляла 20 мкм. После десятикратного изгибания мононити на угол 180° фибрилляции не наблюдаются.

Таким образом, применение ультразвуковых колебаний с амплитудой 5 – 15 мкм и частотой 22 кГц, на заключительной стадии получения мононити, например, из лавсана или других термопластичных полимеров, методом протягивания их со скоростью 0,2 – 0,5 м/с, позволяет получать практически не фибриллизующуюся мононить высокого качества.

Список литературы

1. Артемьев В.В., Клубович В.В., Рубаник В.В. Ультразвук и обработка материалов // Минск УП «Экоперспектива» 2003 – 336 с.
2. Клубович В.В., Рубаник В.В., и др. Установка для термообработки тонкой проволоки на проход: Инф. листок. Витебск: ЦНТИ, 1987. № 87-27 3 с.
3. Клубович В.В., Рубаник В.В., Барановская Г.С. Устройство для волочения металла через две волокна с воздействием ультразвуковыми колебаниями: А.с. 1014621 СССР. Оpubл. в Б.И., 1983. №16.
4. Вагапов И.К. Основы теории и технологии волочения проволоки иковки микроизделий с наложением УЗК: авт. реф. дисс. д-ра технических наук. 05.16.05. Мн.: БГПА, 1991 42 с.

РАССЛОЕНИЕ ПТКС КЕРАМИКИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАГРУЗОК

Шут В. Н., Гаврилов А. В.

ГНУ «Институт технической акустики НАН Беларуси», Витебск, Беларусь,
shut@vitebsk.by

Введение

Полупроводниковая керамика на основе титаната бария обладает свойством аномального увеличения удельного сопротивления выше температуры Кюри (T_C). Это явление известно как положительный температурный коэффициент сопротивления (ПТКС). Согласно модели Хейванга, данный эффект связан с формированием барьерных слоев на границах зерен выше температуры Кюри [1]. Термисторы ПТКС-типа (позисторы), на основе полупроводниковой керамики титаната бария широко применяются в качестве устройств защиты, нагревательных элементов, температурных датчиков [2]. В случае воздействия больших токовых нагрузок возможно механическое разрушение терморезисторов, причиной которого являются значительные температурные градиенты в образцах. Известны три основных типа механического разрушения [3–5]: формирование нерегулярной сети трещин, перпендикулярных к основным поверхностям; формирование трещин на боковой поверхности диска или на периферии электродов; разрушение путем распространения трещины по плоскости, параллельной электродам, когда позистор раскалывается на две почти равные половинки. Первые два связаны с неоднородностями и дефектами керамики и, как правило, зависят от качества производства образцов. Последний тип разрушения (его называют эффектом “расслоения”) вызван более фундаментальными причинами, а именно, температурными напряжениями, и может наблюдаться даже в отсутствии неоднородностей керамики.

В ряде работ [5–8] были выполнены теоретические и экспериментальные исследования температурных полей в позисторных элементах. В частности, было показано, что различие температур между центром и поверхностью позистора может достигать 20–40°C. Температурные напряжения наиболее полно описаны в [5]. Согласно результатам, полученным в данной работе, максимальные растягивающие напряжения в однородной керамике составляют порядка 15 МПа, когда терморезистор достигает стационарного состояния. Предельные растягивающие напряжения для позисторной керамики имеют величину порядка 50–100 МПа [9, 10]. Поэтому для объяснения эффекта расслоения необходимо более детальное изучение температурных напряжений, возникающих в терморезисторах, при воздействии значительных токовых нагрузок. Целью данной работы является исследование температурных напряжений в позисторных элементах при воздействии токовых нагрузок.

Теоретическая модель

Для рассматриваемых размеров позисторных элементов перемещения вследствие теплового расширения не значительны. Поэтому силами инерции можно пренебречь и ограничиться рассмотрением квазистатической задачи термоупругости. Влияние деформации, вследствие теплового расширения, на температурное поле также не значительно [11]. Так как защитные позисторы, как правило, имеют форму цилиндров, на

основания которых наносятся электроды, то удобно выбрать цилиндрическую систему координат (z, r, φ) . Вследствие симметрии элемента (свойства не зависят от координаты φ и симметричны относительно плоскости, параллельной электродам и проходящей через центр ($z = 0$)) можно ограничиться рассмотрением случая осевой симметрии. Причем достаточно рассмотреть половину пьезостора, так как его вторая половина может быть получена зеркальным отражением. Механические напряжения в теории упругости описываются для трехмерного пространства с помощью тензора второго ранга, состоящего из шести компонент. При осевой симметрии ненулевыми будут лишь следующие компоненты: $\tau_r, \tau_z, \tau_{rz} = \tau_{zr}, \tau_\varphi$. Для определения тензора напряжений (а так же четырех ненулевых компонент тензора деформаций $\varepsilon_r, \varepsilon_z, \varepsilon_{rz}, \varepsilon_\varphi$ и двух компонент вектора перемещения u_r, u_z) необходимо решить систему десяти уравнений [11–13].

Первые два уравнения (статические уравнения) могут быть получены из условия равновесия:

$$\frac{\partial \tau_r}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} + \frac{\tau_r - \tau_\varphi}{r} - F_r = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \tau_z}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial r} + \frac{\tau_{rz}}{r} - F_z = 0. \quad (2)$$

Закон Гука позволяет получить ещё четыре уравнения (физические уравнения):

$$\tau_z = \lambda(\varepsilon_z + \varepsilon_r + \varepsilon_\varphi) + 2\mu\varepsilon_z, \quad (3)$$

$$\tau_r = \lambda(\varepsilon_z + \varepsilon_r + \varepsilon_\varphi) + 2\mu\varepsilon_r, \quad (4)$$

$$\tau_\varphi = \lambda(\varepsilon_z + \varepsilon_r + \varepsilon_\varphi) + 2\mu \frac{u_r}{r}, \quad (5)$$

$$\tau_{rz} = \mu\varepsilon_{rz}. \quad (6)$$

Компоненты тензора деформаций и вектора перемещения связаны формулами Коши (геометрические уравнения), которые имеют вид:

$$\varepsilon_z = \frac{\partial u_z}{\partial z}, \quad (7)$$

$$\varepsilon_r = \frac{\partial u_r}{\partial r}, \quad (8)$$

$$\varepsilon_\varphi = \frac{u_r}{r}, \quad (9)$$

$$\varepsilon_{rz} = \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial z}. \quad (10)$$

С учетом влияния температуры на механические напряжения вследствие теплового расширения (сжатия) керамики уравнения (3-5) примут вид:

$$\tau_z = \lambda(\varepsilon_z + \varepsilon_r + \varepsilon_\varphi) + 2\mu\varepsilon_z - (3\lambda + 2\mu)\varepsilon^T, \quad (11)$$

$$\tau_r = \lambda(\varepsilon_z + \varepsilon_r + \varepsilon_\varphi) + 2\mu\varepsilon_r - (3\lambda + 2\mu)\varepsilon^T, \quad (12)$$

$$\tau_\varphi = \lambda(\varepsilon_z + \varepsilon_r + \varepsilon_\varphi) + 2\mu \frac{u_r}{r} - 3\lambda\varepsilon^T. \quad (13)$$

Если зависимость относительного удлинения от температуры не подчиняется линейному закону (что справедливо для керамики титаната бария в области фазового перехода [3]), необходимо использовать следующее выражение [13]:

$$\varepsilon^T = \int_{T_0}^T \alpha(T) dT. \quad (14)$$

Распределения температур для позисторных элементов на основе полупроводниковой керамики титаната бария при воздействии токовых нагрузок были получены ранее на основе решения уравнений теплопроводности [7, 8].

Силовые граничные условия выбирались из предположения, что поверхность позисторного элемента не подвергается воздействию внешних сил:

$$\tau_r(z, D/2, t) = f_r = 0, \quad (15)$$

$$\tau_z(h/2, r, t) = f_z = 0, \quad (16)$$

В силу симметрии рассматриваемой задачи, задавались следующие кинематические граничные условия:

$$\text{для оси симметрии } r = 0 \quad u_r(z, 0, t) = 0, \quad (17)$$

$$\text{для плоскости симметрии } z = 0 \quad u_z(0, r, t) = 0. \quad (18)$$

Таким образом, уравнения (1), (2), (6)–(18) позволяют определить механические напряжения в материале. Однако нахождение аналитического решения данной системы уравнений затруднительно. Поэтому для случая позисторной керамики на основе титаната бария, когда в области температуры фазового перехода коэффициент теплового расширения является функцией температуры, использовался метод конечных элементов (система FEMLAB).

Результаты и их обсуждение

Для расчетов температурных напряжений были проведены измерения характеристик защитных позисторных элементов, выпускаемых РУП «Монолит». На рис. 1 приведены температурные зависимости удельного сопротивления для терморезистора с температурой переключения $T_C = 87^\circ\text{C}$ и удельным сопротивлением $\rho_{25} = 0,31 \text{ Ом}\cdot\text{м}$. Видно, что варисторный эффект (изменение удельного сопротивления от напряженности электрического поля) значительно влияет на величину удельного сопротивления и, следовательно, на теплофизические процессы. Поэтому для моделирования аппроксимировались зависимости удельного сопротивления от температуры с учетом данного эффекта.

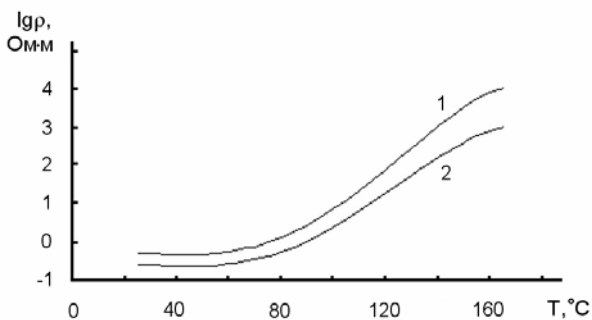


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления защитной позисторной керамики: 1 – нулевая напряженность электрического поля; 2 – напряженность электрического поля 100 В/мм

Известно, что механическая прочность сегнетоэлектрической керамики при растяжении практически на порядок меньше, чем при сжатии [9]. Поэтому причиной разрушений керамических образцов, как правило, являются растягивающие напряжения. На рис. 2 приведено распределение механических напряжений τ_z для момента времени $t = 0,13$ с, когда растягивающие напряжения максимальны.

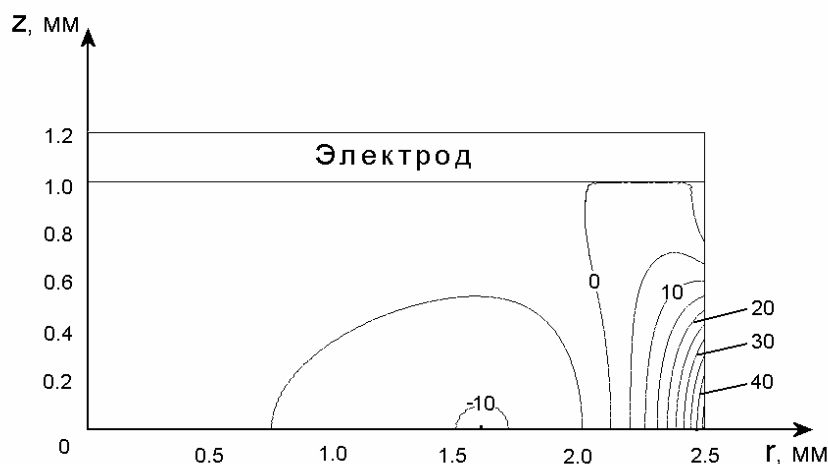


Рис. 2. Распределение температурных напряжений τ_z по образцу

Видно, что максимальные растягивающие напряжения концентрируются у центра боковой поверхности терморезистора, а их величина может достигать 50 МПа. Критические растягивающие напряжения для полупроводниковой керамики на основе титаната бария составляют 50–100 МПа [9, 10], что соизмеримо с рассчитанными значениями.

Как правило, терморезисторы разрушаются по механизму расслоения за несколько циклов включения–выключения. После каждого цикла фиксируется увеличение сопротивления при комнатной температуре. При этом на боковой поверхности наблюдается образование трещин (рис. 3), что согласуется с результатами расчетов.

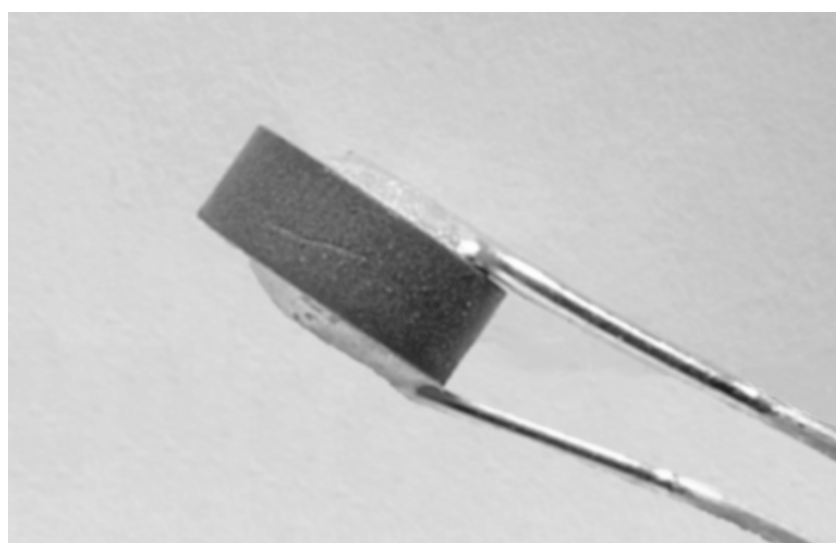


Рис. 3. Фотография боковой поверхности с трещиной для позистора после нескольких циклов включения-выключения

Величина растягивающих напряжений τ_z зависит от ряда факторов: толщины электродов, интенсивности теплообмена с окружающей средой (коэффициента теплоотдачи поверхности), геометрии и свойств керамики (температуры переключения T_C и удельного сопротивления ρ). На рис. 4 приведены значения напряжений τ_z в центре боковой поверхности в различные моменты времени после приложения напряжения для терморезисторов с оловянно-свинцовыми электродами толщиной $d = 200$ мкм и без них при различных коэффициентах теплоотдачи. В последнем случае подразумевается наличие тонкопленочного токопроводящего слоя толщиной порядка 1 мкм, который не оказывает влияния на распределение температур.

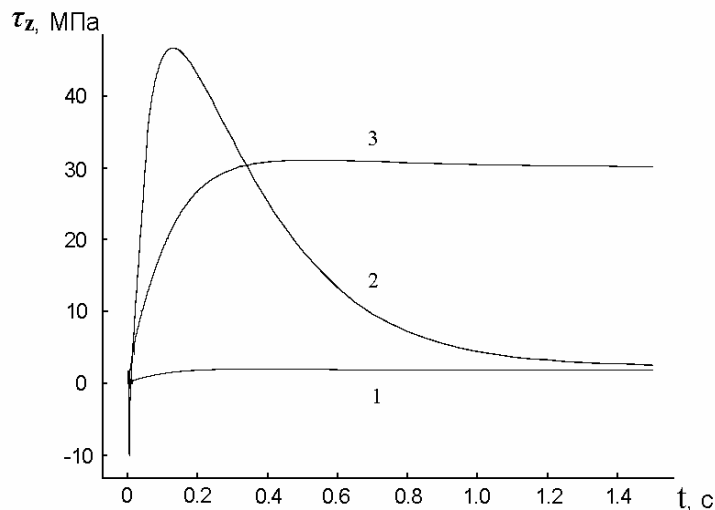


Рис. 4. Зависимость величины температурных напряжений от времени в центре боковой поверхности терморезистора: 1 – для безэлектродного позистора ($\sigma = 50$ Вт/(м²·К)); 2 – для позистора с электродом ($\sigma = 50$ Вт/(м²·К)); 3 – для безэлектродного позистора ($\sigma = 800$ Вт/(м²·К));

Скачок напряжений в первые десятки миллисекунд связан с изменением знака коэффициента теплового расширения титаната бария при фазовом переходе и не превышает минус 10 МПа. При отсутствии оловянно-свинцовых электродов величина растягивающих напряжений существенно зависит от коэффициента теплоотдачи и практически не изменяется после достижения максимального значения. Даже при больших значениях коэффициента теплоотдачи поверхности $\sigma = 800$ Вт/(м²·К) (что соответствует случаю работы терморезисторов в составе тепловентиляторов) величина $\tau_z \sim 30$ МПа.

Растягивающие напряжения τ_z в позисторах с электродами достигают максимальной величины во временном интервале 100–200 мс после приложения электрического напряжения. Это связано с интенсивным отбором тепла из керамики в электрод, способствующим формированию высокого температурного градиента. В стационарном состоянии после прогрева достаточно толстого электрода температурное поле по толщине терморезистора выравнивается, следствием чего является уменьшение растягивающих напряжений. Максимальные растягивающие напряжения могут превышать 50 МПа при толщине электродов более 200 мкм (табл. 1).

Значение максимального растягивающего напряжения τ_z определяется так же свойствами полупроводниковой керамики (температурой переключения, величиной удельного сопротивления). С увеличением удельного сопротивления напряжения уменьшаются (рис. 5).

Таблица 1. Величина максимальных температурных напряжений τ_z (МПа) позисторов с температурой переключения 87°C.

d , мкм ρ_{25} , Ом·м	0	25	50	100	150	200	250	300
0,62	1,86	20,1	27,6	35,4	40,6	44,4	47,4	52,8
0,31	1,90	22,9	29,4	37,1	44,0	46,7	50,0	54,6
0,16	1,95	24,4	30,8	38,5	47,8	49,9	52,3	58,6

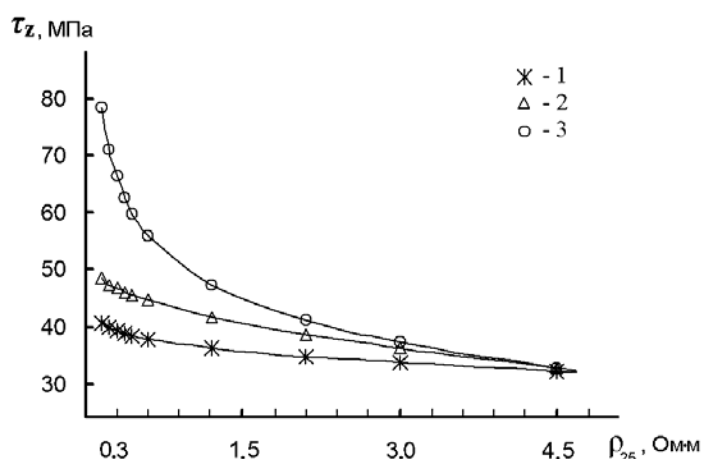


Рис. 5. Зависимость величины температурных напряжений от удельного сопротивления: 1 – для позистора без электрода ($\sigma = 1000$ Вт/(м²·К); 2 – для позистора с электродом ($\sigma = 50$ Вт/(м²·К); 3 – для позистора с электродом и с добавочным сопротивлением ($\sigma = 50$ Вт/(м²·К)

Обычно терморезисторы ПТКС-типа являются элементами защиты от перегрузок по току и мощности. Поэтому они включаются в электрические схемы последовательно с некоторым нагрузочным сопротивлением. Аналогично, при испытаниях в электрическую цепь последовательно с защитным позистором включается балластное сопротивление ($R = 90$ Ом), ограничивающее ток до 2 А. Наличие ограничивающего сопротивления способствует увеличению температурных напряжений (рис. 5, кривая 3). Эффект добавочного сопротивления заключается в следующем: при ограничении тока в цепи процесс разогрева терморезистора замедляется, в результате увеличивается неоднородность температурного поля вследствие оттока тепла из более глубоких приэлектродных областей керамики (рис. 6). Большая неоднородность температурного поля приводит к большим значениям температурных напряжений.

С увеличением температуры переключения перепад температур по толщине образцов возрастает [7], что приводит к росту максимальных растягивающих напряжений (рис 7).

Заключение

Изучены температурные напряжения в терморезисторах ПТКС-типа в процессе разогрева электрическим током. Установлено, что максимальное растягивающее напряжение концентрируется у центра боковой поверхности терморезистора, а их вели-

чина возрастает с уменьшением удельного сопротивления и ростом температуры переключения. В случае наличия оловянно-свинцовых электродов (толщиной 200 мкм и более) значения растягивающих напряжений могут превышать 50 МПа, что соизмеримо с критическими значениями для полупроводниковой керамики на основе титаната бария. Таким образом, на основании численных экспериментов дано объяснение причин разрушения терморезисторов по механизму расслоения.

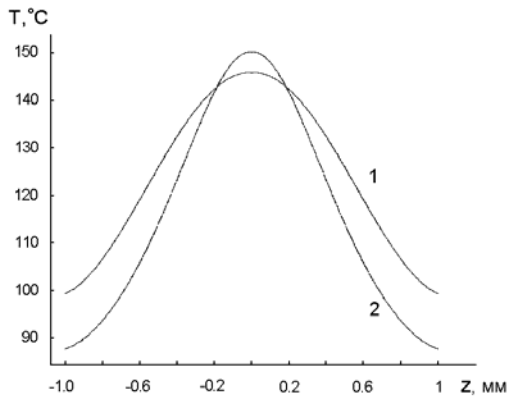


Рис. 6. Распределение температуры по толщине позистора с электродами в момент достижения максимальных растягивающих напряжений ($D = 5 \text{ мм}$; $d = 200 \text{ мкм}$): 1 – без балластного сопротивления ($t = 0,13 \text{ с}$); 2 – с балластным сопротивлением 90 Ом ($t = 0,2 \text{ с}$)

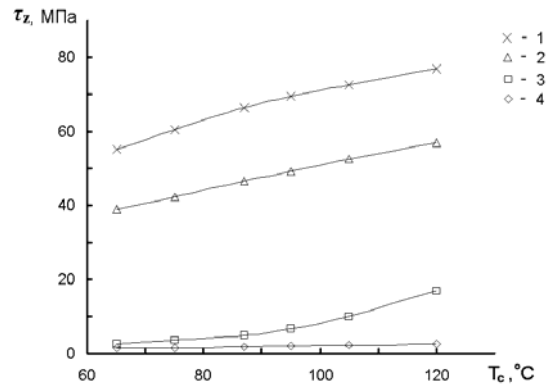


Рис. 7. Зависимость величины температурных напряжений от температуры переключения ($\sigma = 50 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$): 1 – для позистора с электродом и с добавочным сопротивлением; 2 – для позистора с электродом и без добавочного сопротивления; 3 – для позистора без электрода и с добавочным сопротивлением; 4 – для позистора без электрода и без добавочного сопротивления

Список литературы

1. W. Heywang. Semiconducting Barium Titanate// J.Mater. Science. 1971. Vol. 6. Pp.1214-1226.
2. Полупроводники на основе титаната бария. М.: Энергоиздат, 1982.
3. Kulwicki B. M. Instabilities in PTC resistors// In Proc. 6th Internat. Symposium on the Applications of Ferroelectrics. IEEE, Bethlehem, PA, 1986. Pp. 656-664.
4. Ford R. and Kahn M., Positive temperature coefficient resistor as high power pulse switches// In Proc. 6th Internat. Symposium on the Applications of Ferroelectrics. IEEE, Bethlehem, PA, 1986. Pp. 669-672.
5. Dewitte C., Elst R., and Delannay F. On the mechanism of delamination fracture of BaTiO_3 -based PTC thermistors// J. European Ceramic Society. 1994. Vol. 14. Pp. 481-492.
6. Smith D.S., Ghayoub N., Charissou I., Bellon O., Abelard P. Transient Thermal Gradients in barium titanate positive temperature coefficient (PTC) Thermistors// J. Am. Ceram. Soc. 1998. Vol. 81, №7. Pp.1789-1796.
7. Шут В. Н., Гавриленко Е. Л., Гаврилов А. В. Температурные поля в терморезисторах на основе титаната бария// Материаловедение. 2005. № 2. С. 12-16.
8. Шут В. Н., Гаврилов А. В. Распределение температуры в окрестности дефектов в полупроводниковой керамики на основе титаната бария// ИФЖ.. 2007. Т. 80, № 4. С.
9. Писаренко Г. Г. Прочность пьезокерамики. Киев: Наук. думка, 1987.
10. Freiman S. W., Pohanka R. C. Review of Mechanically Related Failures of Ceramic Capacitors and Capacitor Materials// J. Am. Ceram. Soc. 1989. Vol. 72, № 12, Pp 2258-2263.
11. Боли Б. и Уэйнер Дж. Теория температурных напряжений. М.: Мир, 1964.
12. Тимошенко С. П., Гудьер Дж. Теория упругости. М.: Наука, 1975.
13. Подстригач Я. С. Неустановившиеся температурные поля и напряжения в тонких пластинках. К.: Наук. думка, 1972.

УДК621.793: 621.81

КОМПОЗИЦИОННЫЕ ПОКРЫТИЯ $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al:Zn}$, $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Cu}$

Аршинов К. И., Аршинов М. К., Сарасеко М. Н., Юркевич С. Н.*, Яснoв В. В.

*Институт технической акустики НАН Беларуси, Витебск, Беларусь*** РУПП «558 Авиационный ремонтный завод», Барановичи, Беларусь***Введение**

Композиционные или гетерофазные материалы в последнее время находят применение из-за уникальности своих свойств. Поскольку эксплуатационные свойства изделия, в первую очередь, определяются качеством поверхности, то гетерофазную систему целесообразно использовать в виде покрытий.

Оксид алюминия является одним из наиболее перспективных керамических материалов для широкого спектра конструкционных применений благодаря сочетанию высокой твердости, термостойкости, химической инертности, с одной стороны, и доступности, с другой стороны. Керамику на основе Al_2O_3 используют для изготовления износостойких деталей машин, в том числе, деталей, эксплуатируемых в агрессивных средах при высоких температурах.

Повышенный интерес к композиционным материалам керамика/металл обусловлен тем, что, с одной стороны, композиционные материалы керамика/металл обладают характерными свойствами металлов (например, такими как хорошая теплопроводность и электропроводность, высокая пластичность), а с другой стороны – они имеют высокую твердость, свойственную керамическим оксидным материалам [1]. Для создания покрытий керамика/металл на основе оксида алюминия использовался метод газодинамического напыления [2,3], который позволяет локально формировать покрытия большой толщины при минимальном температурном воздействии на подложку.

Методика испытаний

Исследования проводились по следующим направлениям: а) испытания образцов на трехточечный изгиб с фиксацией прогиба на 0,5 мм; б) определение микротвердости покрытия и основы образцов; в) исследование структуры покрытия; г) измерение адгезии покрытия на разрывной машине; д) измерение ширины раскрытия трещин. Испытания на трехточечный прогиб проводились на универсальной машине Instron-1195 со скоростью нагружения 0,5 мм/мин. Погрешность измерения нагрузки составляла 1%. Исследования структуры покрытий, определения ширины раскрытия трещин и величины отслоения покрытия от основы образцов после снятия нагрузки проводилось на световом микроскопе «MeF-3» фирмы «Reicher» (Австрия). Микротвердость исследуемых поверхностей измерялась с помощью микротвердомера «Micromet-II» по ГОСТ9450-76 с нагрузкой 100 г.

В качестве образцов подложек использовались заготовки из алюминиевого сплава Д16Т размером 8×2×40 мм. Среднее значение микротвердости подложек было равно 1750 МПа. Для формирования покрытий использовался композиционный порошок $\text{Al:Zn:Al}_2\text{O}_3$: Al $d=15$ мкм, Zn $d=15$ мкм, Al_2O_3 $d=20$ мкм, $\text{Al:Zn:Al}_2\text{O}_3=35$ вес.%.35 вес.%.30 вес.%. Средняя микротвердость покрытий была равна 1100 МПа.

Композиционное покрытие керамика/металл $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al:Zn}$. Композиционное покрытие керамика/металл $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al:Zn}$ было получено сочетанием технологий газодинамического напыления и анодного оксидирования. Напыление покрытий осуществлялось с помощью оборудования КС-01 при следующем режиме: рабочее давление газа – 6 атм; температура газа – 500С; скорость истечения газового потока – 500 м/с; в качестве рабочего газа использовался атмосферный воздух.

Для анодного оксидирования образцов использовался процесс глубокого анодного оксидирования в серной кислоте, который позволяет получать пленки оксида алюминия толщиной до 50 мкм. Подготовка поверхности к оксидированию сводилась к обезжириванию и травлению в растворе каустической соды с концентрацией 80÷120 г/л при температуре 335÷345 К и выдержкой не менее 2÷3 мин. При травлении алюминиевых сплавов на поверхности деталей остается черный налет легирующих компонентов – меди, железа и других примесей. Осветление деталей с удалением всех примесей производили в 10÷15 % растворе азотной кислоты. Для оксидирования применялся 20% раствор серной кислоты при рабочей температуре от 263 до 267 К. Плотность тока в электролите была равна 2,5 А/дм². Начальное напряжение между электродами составляло 20÷25 В, и по мере роста пленки оксида алюминия напряжение повышалось до 60÷80 В. Процесс оксидирования сопровождался непрерывным перемешиванием электролита. Для охлаждения электролита до температуры 263 К применялась фреоновая холодильная установка.

Отдельно был исследован вопрос прочности покрытий $\text{Al:Zn}=1:1$ до и после анодного оксидирования, а также, влияние механической обработки нанесенного покрытия на качество покрытия. Для этой цели были изготовлены три вида образцов: образец № 1 – покрытие Al:Zn ; образец № 2 – покрытие Al:Zn с анодным оксидированием без механической обработки; образец № 3 – покрытие Al:Zn с предварительной механической обработкой и анодным оксидированием. Для механической обработки покрытия использовалось фрезерование. В табл. 1 представлены значения усилий, при которых происходило разрушение покрытий при их испытаниях на трехточечный прогиб.

Таблица 1. Результаты испытания плоских образцов на трехточечный изгиб

Номер образца	Усилие разрушения покрытия образца, Н
1	1084,0
2	1423,3
3	1721,7

Из проведенных испытаний следует, что анодное оксидирование повышает прочность композиционного покрытия Al:Zn . Предварительная механическая обработка покрытия с последующим анодным оксидированием позволяет получать покрытия с еще более высокой прочностью.

На рис. 1 представлена схема приспособления, которое вместе с разрывной машиной использовалась для измерения адгезии композиционного покрытия Al:Zn , наносимого на подложку из алюминиевого сплава Д16Т. В табл. 2 представлены результаты измерения адгезии. Среднее значение адгезии исследуемого композиционного покрытия Al:Zn равно 48,1 МПа.

При анодном оксидировании композиционного покрытия Al:Zn формируется упорочняющая поверхностная сетка оксида алюминия. При этом цинк в приповерхностной области покрытия вытравливается разбавленной серной кислотой. Проведение предварительной механической обработки покрытия позволяет за счет вязкого уплотнения приповерхностного слоя формировать более однородный слой с меньшей пористостью, что, в свою очередь, при оксидировании позволяет получить более однородное покрытие.

тие из оксида алюминия. Для получения однородной пленки оксида алюминия на композиционном покрытии Al:Zn методом газодинамического напыления наносилось покрытие из Al порошка, которое в дальнейшем, за счет анодного оксидирования, было преобразовано в оксид алюминия.

Таблица 2. Результаты испытания покрытий Al:Zn - основа Д16Т на адгезию

№ образца	Усилие отрыва F , Н	Адгезия, МПа
1	618,0	49,2
2	574,0	45,7
3	480,7	38,3
4	745,6	59,4

На рис. 2 видно, что полученный поверхностный слой Al_2O_3 не имеет одинаковой толщины. Это вызвано спецификой изготовления данного образца: поверхностный слой, формируемый из порошка Al, имел толщину ~ 30 мкм и при отсутствии оборудования для автоматизированного нанесения покрытий толщина формируемого слоя была неодинаковой.

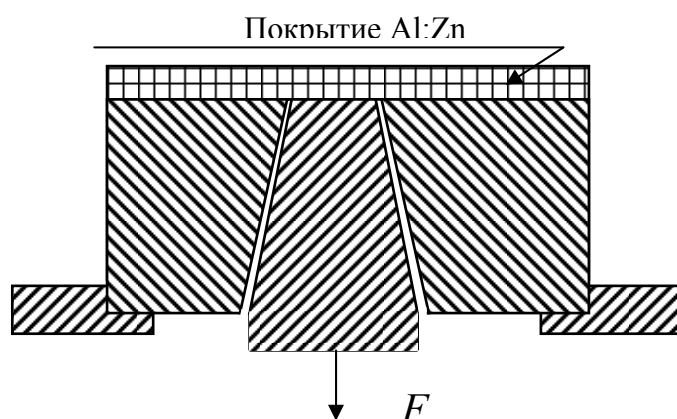


Рис. 1. Схема приспособления для измерения адгезии исследуемых покрытий.

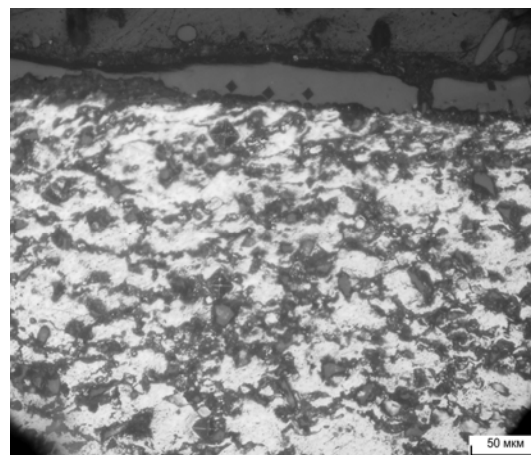


Рис. 2. Композиционное покрытие Al_2O_3 – Al:Zn.

В табл. 3 представлены значения микротвердости, измеренные на различной глубине от поверхности покрытия, а на рис. 3 приведен график распределения микротвердости по толщине образца.

Таблица 3. Значения микротвердости на различной глубине образца Al_2O_3 – Al:Zn – основа Д16Т

X , мкм	15	25	100	200	300	400
H , МПа	3154,6	2772,4	672,3	704,6	709,5	555,7
X , мкм	500	600	650	700	750	800
H , МПа	744,8	632,1	1135,8	1124,1	1060,4	1113,3

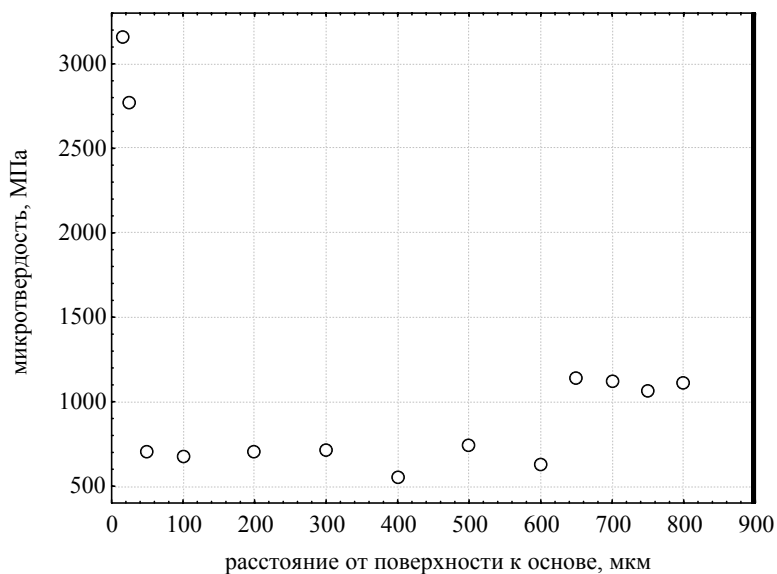


Рис. 3. Распределение микротвердости по глубине образца $\text{Al}_2\text{O}_3 - \text{Al:Zn}$: – основа Д16Т.

Композиционное покрытие керамика/металл $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Cu}$. Для получения композиционных материалов керамика/металл с целью их дальнейшего нанесения на металлические подложки в качестве основы использовался порошок оксида алюминия с размером частиц от 1 до 20 мкм. Предварительно керамический порошок оксида алюминия подвергался плакированию медью методом химического осаждения с использованием стандартных растворов для омеднения [4]. Реакция химического восстановления меди на частицах порошка оксида алюминия является реакцией автокаталитической, т.е. металл, образовавшийся в результате химического восстановления из раствора, катализирует дальнейшую реакцию восстановления этого же металла. Для начального периода восстановления металла на керамику необходимо, чтобы поверхность имела каталитические свойства. Это достигается путем нанесения на поверхность частиц керамического порошка малых количеств палладия, который является хорошим катализатором. Образование каталитического слоя металла проходит в две стадии: сенсibilизация и активирование.

Сенсibilизацию керамической поверхности при комнатной температуре осуществляли контактным осаждением хлористого олова из раствора следующего состава: олово хлористое (SnCl_2) – 25 г/л; кислота соляная (HCl) – 40 мл/л. В результате, олово адсорбируется на керамической поверхности в виде тонкой пленки раствора, восстанавливающего каталитический палладий из раствора его соли. Далее порошок промывается в проточной воде для обеспечения гидролиза хлористого олова и образования труднорастворимых основных солей олова, прочно адсорбирующихся на поверхности: $\text{SnCl}_2 + \text{H}_2\text{O} = \text{Sn}(\text{OH})\text{Cl} \downarrow + \text{HCl}$.

Процесс активирования керамики осуществляется при комнатной температуре в течение 3 минут из раствора соли палладия: палладий хлористый – 1÷2 г/л; кислота соляная – 10 мл/л. Процесс активирования сопровождается восстановлением ионов палладия: $\text{Pd}^{2+} + \text{Sn}^{2+} \rightarrow \text{Pd} + \text{Sn}^{4+}$.

Металлический палладий в коллоидной форме равномерно распределяется по всей поверхности керамической частицы. После промывки порошка в проточной воде проводили осаждение медного покрытия из раствора следующего состава: медь сернокислая – 30 г/л; натрий углекислый 30 г/л; сегнетова соль – 100 г/л; гидроокись натрия – 50 г/л. Температура раствора была равна 18÷22°C при pH=12÷13. Для всех реакций

растворы с порошком перемешивались с помощью магнитной мешалки. Для процесса омеднения время химической реакции осаждения составляло 15-60 минут. В зависимости от длительности процесса плакирования толщина металлической пленки на керамических частицах достигала от 2 до 10 мкм.

Технология химического осаждения металлической пленки на керамический порошок позволяет получать достаточно равномерную по толщине металлическую пленку по всей поверхности частицы [5], что в дальнейшем предопределяет структуру и свойства композиционного покрытия, а также эффективность процесса напыления. Таким способом был получен композиционный порошок $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Cu}$ с толщиной медной пленки порядка 10 мкм, который в дальнейшем использовался для формирования покрытий керамика/металл. Покрытия наносились методом газодинамического напыления на подложки из стали Ст3 размером 12x50x1.2 мм.

На рис. 4 представлена фотография шлифа композиционного покрытия $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Cu}$. Анализ структуры и испытание на трехточечный изгиб покрытия $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Cu}$ показали, что было получено однородное покрытие без полостей, трещин и отслоений покрытия от подложки. На рис. 5 приведен график распределения микротвердости исследуемых композиционных покрытий по толщине покрытия. Средняя микротвердость покрытия $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Cu}$ равна 2,254 ГПа (230 кгс/мм²), а основы из стали Ст3 – 0,98 ГПа (100 кгс/мм²).

Таблица 4. Распределение микротвердости по глубине образца $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Cu}$ – основа сталь Ст.3

X , мкм	20	100	150	200	250	300
H , МПа	2258,9	2240,3	2224,6	974,1	965,3	974,1

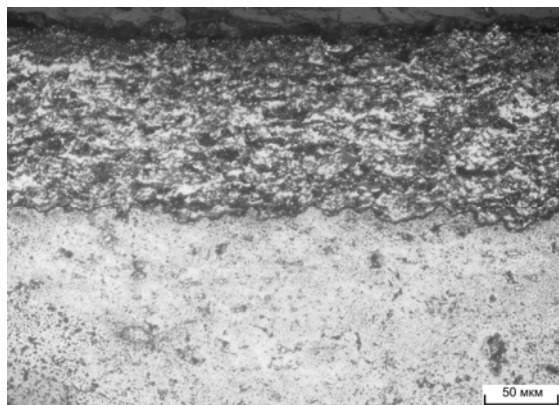


Рис. 4. Микроструктура композиционного покрытия $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Cu}$.

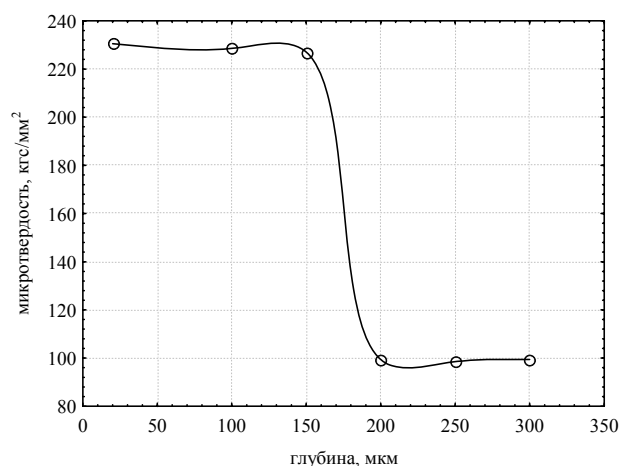


Рис. 5. Распределение микротвердости композиционного покрытия керамика/металл $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Cu}$ по толщине покрытия.

Выводы

Разработаны способы получения композиционных покрытий керамика/металл. Испытания композиционных покрытий керамика/металл показали, что газодинамическое напыление порошками керамики, плакированными металлами химическим способом, а также комплексное сочетание технологий газодинамического напыления и анодного оксидирования могут использоваться для формирования покрытий с повышенной прочностью.

Список литературы

1. Сайфуллин, Р.С. Неорганические композиционные материалы [Текст] / Р.С.Сайфуллин. – М.: Химия, 1983. – 299 с.
2. А.с. 1618778 А1 СССР, МКИ³ С23 С 4/00. Способ получения покрытий [Текст] / А.П.Алхимов, В.Ф.Косырев, Н.И.Нестерович, А.Н.Папырин (СССР). – №4075078/02; заявл. 06.06.86; опубл. 07.01.91, бюл.№1. – 2с.:ил.
3. Tokarev, A.O. Structure of aluminum powder coatings prepared by cold gas dynamic spraying [Текст] / A.O.Tokarev //Met. Sci. Heat Treat. – 1996. – Vol.35, №2. – P.136–139.
4. Вансовская, К.М. Металлические покрытия, нанесенные химическим способом [Текст] / К.М.Вансовская. – Л.: Машиностроение, 1985. – 103 с.
5. А.с. 1545496, СССР, МКИ С 04В 35/46, 35/49. Способ получения конденсаторной керамики на основе титаната бария [Текст] / А.Е.Гелясин, М.Н.Сарасеко, Л.Г.Никитина, И.А.Шкроб, В.В.Михневич, Э.И.Мамчиц (СССР). – № 4325965/23-33; заявл. 09.11.87; опубл. 23.02.90, бюл. № 7. – 1с.

УДК 620.19+534.8+681.7

О ВОЗМОЖНОСТИ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ И МОНИТОРИНГА ВНУТРЕННИХ НАПРЯЖЕНИЙ В КЕРАМИКАХ И МЕТАЛЛАХ МЕТОДОМ ФОТОАКУСТИЧЕСКОЙ МИКРОСКОПИИ

Муратиков К. Л., Глазов А. Л.

Физико-Технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, С.Петербург
klm.holo@mail.ioffe.ru

Лазерные фотоакустические (ФА) и термоволновые (ТВ) методы продемонстрировали свою эффективность при решении задач по диагностике состояния именно приповерхностных областей твердотельных объектов. В связи с этим, изучение возможностей использования ФА метода для регистрации внутренних напряжений вызывает значительный интерес. Дополнительный интерес к использованию этого метода связан с его высоким пространственным разрешением и возможностью бесконтактных способов регистрации сигналов. Первые попытки использования ФА метода для регистрации внутренних напряжений были предприняты более 10 лет назад. К сожалению, полученные в этих работах результаты носили, в основном, демонстрационный характер. В них не было предложено системного подхода к изучению ФА эффекта в напряженных материалах, а также не были разработаны теоретические модели этого эффекта. В результате, в опубликованных работах не были выяснены потенциальные возможности метода; они не смогли привлечь внимание специалистов, занимающихся вопросами диагностики внутренних напряжений, и не получили должного продолжения. В связи с этим, для выяснения принципиальных особенностей ФА эффекта в напряженных материалах на протяжении последних лет нами были выполнены систематические экспериментальные и теоретические исследования этого эффекта. Некоторые из полученных результатов представлены в данной работе.

В работах [1–3] была разработана теория ФА эффекта в напряженных материалах. Большинство ФА экспериментов проводится в квазистатических условиях, когда длина тепловых волн меньше длины акустических волн. В этом случае справедливо квазиста-

тическое приближение, и формирование ФА изображений происходит, в первую очередь, за счет неоднородностей приповерхностных термоупругих свойств материала. Следует отметить, что для большинства материалов квазистатическое приближение справедливо вплоть до относительно высоких частот порядка 1 ГГц. При работе в этом диапазоне частот ФА изображения объекта, в соответствии с полученными теоретическими результатами, будут формироваться, главным образом, термоупругими волнами из-за низкой разрешающей способности изображений, формируемых акустическими волнами [2].

В рамках теории возмущений нами было показано, что ФА сигнал от неоднородных объектов условиях квазистатического приближения определяется выражением

$$\Delta V(\omega) = C \int dx' \int dy' \gamma_1(x', y', 0) \Delta T^{(0)}(x', y', 0, \omega), \quad (1)$$

где C – некоторый коэффициент, зависящий от параметров пьезодатчика, γ_1 – коэффициент термоупругой связи образца, описывающий его неоднородные термоупругие свойства; $\Delta T^{(0)}$ – модуляция температуры поверхности образца возбуждающим лазерным излучением, ω – частота модуляции возбуждающего лазерного излучения.

Выражение (1) может быть использовано для интерпретации данных ФА микроскопии, касающихся неоднородностей различных типов. Выражения типа (1) показывают, что полученные нами ФА изображения определяются, главным образом, неоднородностями константы термоупругой связи изучаемого объекта. В рамках данной работы оно используется для анализа особенностей поведения ФА сигналов в напряженных участках керамик вблизи концов медиальных или радиальных трещин, образующихся при индентации по Виккерсу. В этом случае выражение (1) для ФА сигнала вблизи концов вертикальных трещин может быть преобразовано к виду

$$\Delta V(\omega) = A \frac{2}{\sqrt{2\pi r}} \left[\left(K_I^{(0)} + K_I^{(1)} \sin^2 \phi \right) \cos \frac{\theta}{2} - K_{II}^{(1)} \sin \phi \cos \phi \sin \frac{\theta}{2} \right], \quad (2)$$

где A – некоторый коэффициент пропорциональности, $K_I^{(0)}$ – коэффициент интенсивности напряжений, характеризующий внутренние напряжения вблизи концов радиальных трещин, создаваемых при индентировании; $K_I^{(1)}$ и $K_{II}^{(1)}$ – коэффициенты интенсивности напряжений, характеризующие поведение полей напряжений под воздействием внешних нагрузок, r – расстояние от конца трещины до точки наблюдения, ϕ – угол между направлением трещины и направлением действия внешней нагрузки, θ – угол между направлением трещины и направлением на точку наблюдения.

Выражение (2) описывает особенности поведения ФА сигнала вблизи концов вертикальных трещин с учетом внутренних и внешних напряжений, действующих на трещину. При этом первое из слагаемых описывает действие нормальных напряжений, а второе – касательных. Для проверки приведенной модели формирования ФА сигнала вблизи концов радиальных трещин было выполнено сравнение теоретических результатов, следующих из выражения (2), с экспериментальными данными, полученными из ФА изображений мест индентации по Виккерсу в керамиках.

В данной работе экспериментальные исследования были выполнены на композиционной керамике $\text{Al}_2\text{O}_3\text{--SiC--TiC}$. В ходе исследований были получены ФА изображения как непосредственно самих отпечатков по Виккерсу, так и областей, прилегающих к ним [4, 5]. Пример такого ФА изображения показан на рис.1.

Следует отметить, что поля внутренних напряжений захватывают и другие области, расположенные вблизи места индентации. Однако они характеризуются существенно более сложной структурой, обусловленной, в частности, наличием подповерхност-

ных боковых трещин, поэтому в наших работах анализ поведения ФА сигналов для этих областей специально не производился.

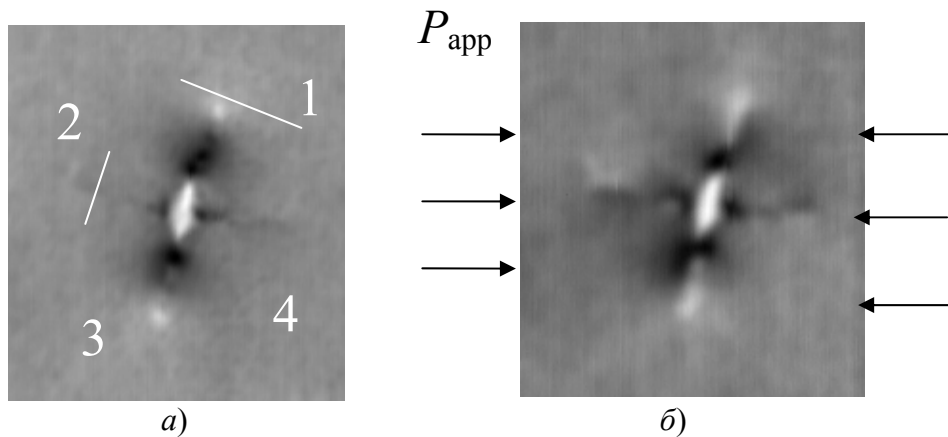


Рис.1. Фотоакустическое пьезоэлектрическое изображение области индентации в керамике $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-SiC-TiC}$. Размер изображения $480 \times 500 \text{ мкм}^2$. Частота модуляции возбуждающего излучения 142 кГц. а) – без нагрузки, б) – под нагрузкой 170 МПа.

Во всех ФА экспериментах в качестве лазера накачки использовался аргоновый лазер ЛГН-503, излучение, которого модулировалось в диапазоне частот от 100 Гц до 150 кГц и фокусировалось на поверхность объекта в пятно с радиусом около 1 мкм. Формирование ФА изображений образца осуществлялось путем его сканирования по двум координатам с шагом 2,5 мкм. Регистрация ФА сигналов производилась с помощью пьезоэлектрического преобразователя, подсоединенного к образцу.

Из рис.1 видно, что под действием внешнего напряжения происходит трансформация ФА изображения. Нами было детально теоретически и экспериментально проанализировано поведение ФА сигналов для радиальных трещин, ориентированных почти перпендикулярно (трещины 1 и 3) или параллельно (трещины 2 и 4) к направлению действия внешнего напряжения. Отметим, что для трещины 1 угол $\phi \cong 75^\circ$, а для трещины 4 $\phi \cong 17^\circ$. При этом для трещин 1 и 3 внешняя нагрузка создает почти нормальное сжимающее напряжение, а для трещин 2 и 4 – сдвиговое.

На рис.2 представлено теоретическое и экспериментальное поведение ФА сигналов вблизи концов трещин 1 и 2, ориентированных указанным образом по отношению к направлению действия внешнего напряжения. Из рис.2 видно, что оба случая хорошо описываются выражением (2). Кроме того, в этой работе было показано, что данные ФА экспериментов для $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-SiC-TiC}$ керамики дают хорошее количественное соответствие между коэффициентами интенсивности напряжений, определяющими воздействие на трещину внутренних и внешних напряжений. Поведение ФА сигналов представлено вдоль линий, проходящих через концы трещин 1 и 2 перпендикулярно их направлению и указанных на рис.1.

Из рис.2 видно хорошее соответствие экспериментальных и теоретических результатов для поведения ФА сигналов вблизи концов трещин 1 и 2 под действием внешних напряжений. Кроме того, видно, что вблизи концов трещин 1 и 3 при приложении нагрузки происходит уменьшение ФА сигнала. Подобное поведение ФА сигнала связано с частичной компенсацией внутренних растягивающих напряжений, действующих вблизи концов трещин, внешним сжимающим напряжением.

Как уже отмечалось, трещины 1 и 2 расположены специальным образом относительно внешнего напряжения. В связи с этим, нами были проведены эксперименты для других отпечатков по Виккерсу, у которых трещины, располагались под некоторым уг-

лом относительно направления действия внешней нагрузки. Для них было характерно произвольное соотношение вкладов нормальных и касательных напряжений в ФА сигнал. Следует отметить, что и в этом случае наблюдалось достаточно хорошее соответствие экспериментальных и теоретических результатов.

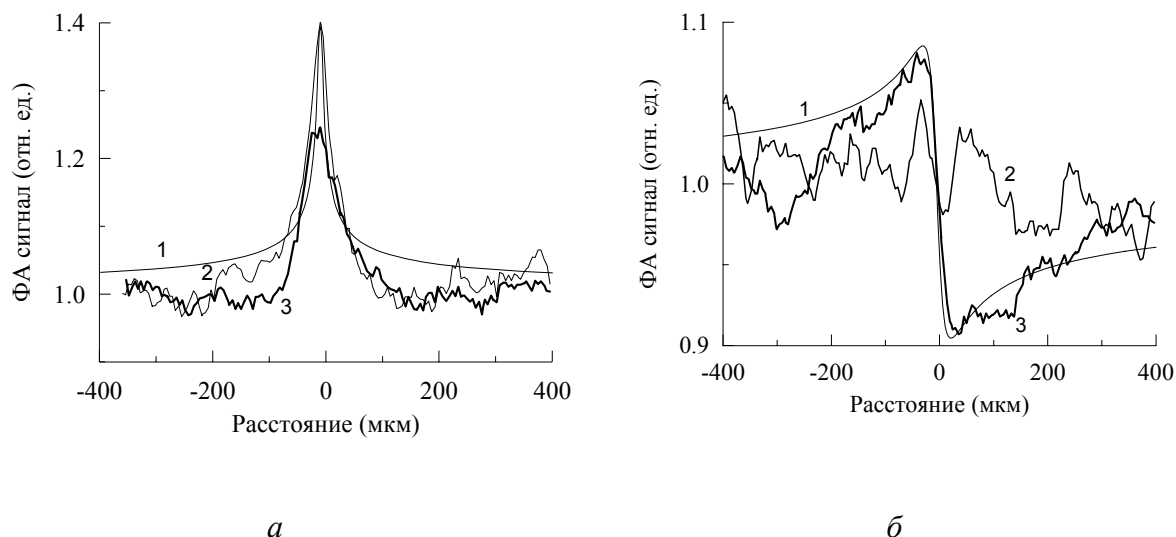


Рис. 2. Поведение ФА сигнала вдоль направлений, указанных на рис.1. Частота модуляции возбуждающего излучения 142 кГц. *а* – для трещины 1, *б* – для трещины 2. Кривые 1 соответствуют теоретическим расчетам, 2 – исходному состоянию, 3 – состоянию под нагрузкой.

Таким образом, выполненные исследования показали возможность использования рассматриваемой модели для интерпретации экспериментальных данных при различной ориентации радиальных трещин в керамиках относительно направления действия внешнего напряжения. Следует также отметить, что поскольку в выражение (2) входят коэффициенты интенсивности напряжений различных типов, то ФА измерения могут быть использованы для определения их относительных значений.

Для выяснения связи особенностей ФА сигналов с внутренними напряжениями нами также были выполнены исследования по влиянию нагрузки индентации и времени отжига на величину ФА сигналов вблизи концов радиальных трещин. В этих исследованиях было установлено, что при небольших нагрузках на индентор с ее увеличением происходит рост ФА сигнала, однако, начиная с некоторого ее значения, наблюдается замедление его роста, а затем и насыщение зависимости ФА сигнала от нагрузки. Подобное поведение ФА сигнала соответствует достижению напряжением вблизи конца трещины напряжения разрушения для керамики.

В другой серии экспериментов было исследовано влияние времени отжига на ФА сигнал [6]. Были исследованы изменения ФА сигнала вблизи концов радиальных трещин в керамике $\text{Al}_2\text{O}_3\text{--SiC--TiC}$ в процессе ее отжига, который производился при температуре 800 °С. В качестве примера на рис.3 приведен характер изменения максимального значения ФА вблизи концов двух трещин при отжиге.

В соответствии с рис. 3, происходит сильное уменьшение ФА сигнала с увеличением времени отжига. При этом после 24 часов отжига ФА сигнал находился на уровне примерно 10 % от исходного значения. Следует отметить, что как в экспериментах с изменением нагрузки индентации, так и с увеличением времени отжига, наряду с ФА изображениями, были получены термоволновые изображения тех же областей. При этом на них не было зарегистрировано каких-либо существенных изменений термоволновых сигналов вблизи концов трещин. Таким образом, полученные результаты с од-

ной стороны продемонстрировали сильное влияние нагрузки индентации и времени отжига на поведение ФА сигналов в областях с сильными внутренними напряжениями, а с другой стороны показали, что для исследованных керамик эти особенности поведения ФА сигналов не связаны с изменением протекающих в них теплофизических процессов.

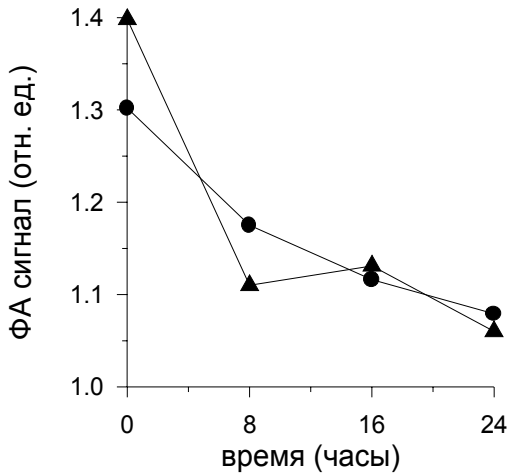


Рис. 3. Зависимость максимальной амплитуды фотоакустического сигнала вблизи концов двух радиальных трещин от времени отжига. Амплитуда нормирована на средний сигнал вдали от области вдавливания.

Наряду с изучением ФА эффекта в напряженных хрупких материалах, вызывает большой интерес его исследование в пластичных материалах, в частности, в металлах. В связи с этим, в данной работе был выполнен ряд экспериментов с использованием ФА микроскопии для получения изображений участков металлов с внутренними напряжениями [7]. Локализованные внутренние напряжения вводились в металлы индентированием по Виккерсу. При этом в ходе ФА экспериментов также использовалась дополнительная возможность приложения к изучаемому объекту заданных внешних механических напряжений. На рис. 4 в качестве примера приведены ФА изображения областей в наноникеле, индентированном по Виккерсу.

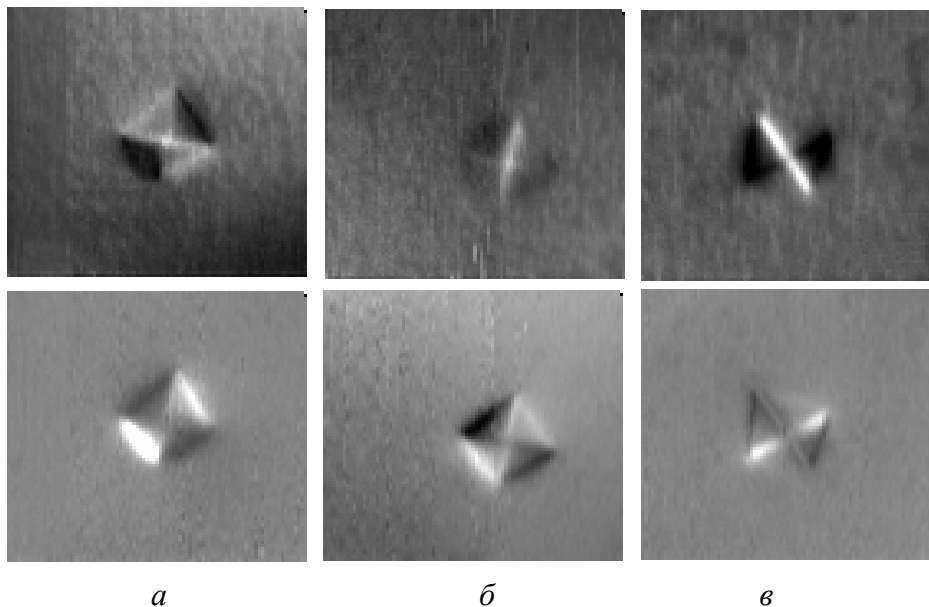


Рис. 4. Фотоакустические изображения трех областей наноникеля вблизи места индентирования после снятия внешней нагрузки. Верхний ряд — амплитуда сигнала, нижний ряд — фаза сигнала. Область сканирования $1 \times 1 \text{ мм}^2$. Частота модуляции света — 142 кГц. *а* — соответствует начальному состоянию, *б* — действию сжимающего напряжения 57 МПа, *в* — конечному состоянию.

Анализ подобных изображений показывает, что на них имеются две характерные зоны. Одна из них захватывает участки, расположенные вблизи отпечатка, а вторая соответствует его внутренней области.

В первом случае нами было показано, что при наличии вблизи отпечатка полей, связанных только с ним, выражение (1) позволяет достаточно хорошо описать поведение ФА сигнала вне зоны индентирования. Нами было показано, что ФА сигнал в этой области падает обратно пропорционально квадрату расстояния от центра отпечатка. Такое поведение ФА сигнала хорошо согласуется с результатами современной теории упругости, касающихся характера изменения внутренних напряжений вблизи зон индентации. Присутствие в образце дополнительных внутренних напряжений, обусловленных, например, технологическими особенностями его приготовления, может существенно усложнить эту картину, и их учет требует специального рассмотрения.

Большой интерес представляет изучение поведения ФА сигналов внутри индентированных участков. В соответствии с нашими последними результатами для них характерны серьезные аномалии в поведении ФА сигнала, связанные с сильными изменениями ФА сигнала относительно среднего уровня для образца (см. рис. 4). В частности, нами было экспериментально установлено, что действие внешних напряжений приводит к значительному перераспределению ФА сигнала на различных диагоналях отпечатка по Виккерсу. При этом после снятия внешней нагрузки ФА изображения области индентации могут почти полностью возвратиться к своему исходному виду при действии относительно небольших внешних напряжений или отрелаксировать к некоторому новому состоянию при более значительных напряжениях. В этих условиях для объяснения подобных трансформаций ФА изображений в металлах необходимо, по-видимому, дополнительно учитывать пластические деформации. К сожалению, теория ФА эффекта в напряженных металлах с учетом пластических деформаций в настоящее время еще не разработана.

Вместе с тем полученные экспериментальные результаты показывают возможность дальнейшего развития методов, основанных на совместном использовании ФА микроскопии и методов индентирования, для детектирования внутренних напряжений в керамиках и металлах. Достоинствами ФА метода наряду с высоким пространственным разрешением смогут стать такие его положительные стороны, как отсутствие возмущений, отсутствие необходимости специальной подготовки поверхности объекта, возможность зондирования приповерхностных слоев с заданной глубиной, определяемой длиной температурных волн.

В заключение авторы выражают благодарность РФФИ за поддержку данной работы в рамках проекта 06-02-17148.

Список литературы

1. Muratkov K.L., Glazov A.L., Rose D.N., Dumar J.E. J. Appl. Phys. 2000. V.88. N5. P.2948 - 2955.
2. Муратиков К.Л. Письма в ЖТФ. 2004. Т.30. №22. С.58 - 64.
3. Муратиков К.Л., Глазов А.Л. ЖТФ. 2000. Т.70. №8. С.69 - 76.
4. Муратиков К.Л., Глазов А.Л., Роуз Д.Н., Думар Д.Е. Письма в ЖТФ. 2002. Т.28. №9. С.48 - 57.
5. Муратиков К.Л., Глазов А.Л. ЖТФ. 2003. Т.73. №8. С.90 - 97.
6. Муратиков К.Л., Глазов А.Л., Роуз Д.Н., Думар Д.Е. Письма в ЖТФ. 2001. Т.27. №12. С.33 - 41.
7. Муратиков К.Л., Глазов А.Л., Николаев В.И. Письма в ЖТФ. 2005. Т.31. №16. С.19 - 25.



Именной указатель

Абрамов К.А.	196	Джежора А.А.	332
Абросимова Г.Е.	114	Дородейко В.Г.	319, 321
Акчурин М.Ш.	102	Дубинский С.М.	169
Алексеева Т.Н.	206	Дубовицкий В.Д.	114
Амосова О.В.	7, 29, 30		
Андреев В.А.	295	Евард М.Е.	75
Андреев М.А.	342	Ермолаева М.А.	299
Аристова И.М.	114	Ефимов О.Ю.	151
Аршинов К.И.	355		
Аршинов М.К.	355	Жилинский О.В.	87
Аубакирова Р.К.	235	Жорник В.И.	87
Бажин П.М.	298	Заболотина Ю.А.	342
Баскин Б.Л.	183	Закалюкин Р.М.	102
Бегунов А.А.	294	Зевелева Е.З.	219
Бекиш Ю.Н.	144	Зезиков М.В.	151
Белявин К.Е.	275		
Беляев С.П.	179, 299	Иванов Д.Г.	95
Бесогонов В.В.	203	Иванов Е.А.	151
Бетехтин В.И.	7, 30	Иволгин В.И.	136, 137
Блинов В.М.	117	Инаекян К.Э.	169
<u>Блистанов А.А.</u>	255, 259	Иомдина Е.Н.	174
Бодрых Т.И.	139		
Бондарев А.Б.	293-295	Кадашевич Ю.И.	92
Браиловский В.	169	Кадомцев А.Г.	7, 29, 30
Бузанов О.А.	251	Кадошников В.И.	309
Бурнышев И.Н.	196, 199, 203	Казанцев А.Г.	246
		Казанцев С.Г.	255, 259
Валиахметова О.М.	196	Казарина С.А.	51, 57
Васильев Л.С.	199	Казаченко В.П.	139
Васильева Е.С.	30	Какулия Ю.Б.	71
Васильева Л.А.	255, 259	Каминский А.А.	102
Викарчук А.А.	14, 19	Капустин А.Н.	31
Вильдеман В.Э.	213	Капуткин Д.Е.	117
Волков А.Е.	74, 75	Кардашев Б.К.	50
		Каролик А.С. 2	65
Гаврилин А.В.	183	Ким Д.	30
Гаврилов А.В.	347	Кириллов Р.А.	37
Гаевская Т.В.	144	Киселевский О.С.	139
Галиуллин Т.Р.	151	Клубович В.В.	3, 330, 334, 339
Глазов А.Л.	360	Коджаспиров Г.Е.	160
Глазырина М.И.	47	Кожуро Л.М.	225
Глезер А.М.	11, 47	Колдаева М.В.	230
Грецкий Н.Л.	219, 225	Коновалов С.В.	47
Громов В.Е.	47	Кононов А.Г.	144
		Коноплева Р.Ф.	179
Даринская Е.В.	230	Копылов В.И.	265
Делендик М.Н.	124	Коренков В.В.	137
Денисова Д.А.	14	Коротицкий А.В.	169

Коршунов Л.Г.	309	Осташев В.В.	76
Котречко С.А.	40	Охрименко Т.М.	230
Краснощеков М.В.	117		
Кратиров В.Б.	124	Панкратов И.А.	312
Кугаенко О.М.	251, 255, 259	Параца В.Н.	207, 213
Кукареко В.А.	144	Парфеньева Л.С.	50
Кулак М.М.	334, 339	Пахомова И.Н.	155
Кулаков В.И.	114	Первошикова Н.Н.	163
Кундас С.П.	95	Пермякова И.Е.	11
Кухарева А.С.	74	Петраков В.С.	255, 259
Кучер А.В.	40	Петров И.В.	330
		Пилипенко А.П.	207, 213
Лактюшина Т.В.	87	Пирогов С.А.	107
Лаппо Н.М.	345	Пиунов В.Д.	124
Ларионов А.А.	295	Пластинина Г.В.	293
Лексовский А.М.	183	Платов С.И.	309
Лемзиков А.В.	95	Платонов Л.Л.	334, 339
Летенков О.В.	294	Плужникова Т.Н.	37
Ли Д.В.	30	Поверинова Г.В.	136
Логвинович П.Н.	288	Помыткин С.П.	92
Лыс В.Ф.	199	Пономарев Р.Н.	298
		Прокошкин С.Д.	163, 169, 174
Малинкович М.Д.	259	Пряхин С.С.	323
Манаенков С.Е.	11		
Маркова Л.В.	342	Радченко М.В.	246
Маркосян Г.А.	174	Реснина Н.Н.	299
Матюк В.Ф.	119, 124, 130	Решетников Н.В.	275
Мацокин В.П.	155	Рубаник В.В.	3, 25, 293, 319, 321, 330, 332, 342
Мацокин Д.В.	155	Рубаник В.В.(мл.)	25, 319, 321, 323, 330, 342
Мерсон Д.Л.	189	Рубаник О.Е.	330
Мещеряков Д.Е.	189	Рудской А.И.	160
Милюкина С.Н.	319, 321	Руцак Е.О.	282
Минько Д.В.	275	Рыклина Е.П.	163, 174
Мирзаев Д.А.	112		
Мишустин И.В.	51	Садырин А.И.	107
Мовчан А.А.	51, 57, 64	Садюкович А.А.	219
Мовчан И.А.	51, 64	Саксл И.Е.	7
Молотилев Б.В.	47	Самолетов В. Г.	3
Мосунов Е.И.	339	Сарасеко М.Н.	355
Мотовилина Г.Д.	206	Саркисян С.О.	80
Муратиков К.Л.	360	Свиридова Т.В.	139
Муслов С.А.	118	Седых В.Д.	114
		Сивцова П.А.	239
Нагорных И.Л.	203	Сильченко Л.Г.	64
Назаркин И.В.	179	Скленичка В.	7
Нарыкова М.В.	7	Смиловенко О.О.	87
		Смирнов Б.И.	50
Овчаренко Т.Н.	251	Смирнов И.А.	50
Орлов В.В.	206	Соболь В.Р.	288
Орлова Т.С.	50		
Осипов А.А.	119, 124, 130		

Соловей В.Л.	179	Цыбульская Л.С.	144
Сосин Д.В.	160	Цыбускина И.И.	14
Сосин С.В.	160		
Ставров В.П.	270	Чаусов Н.Г.	207, 213
Стельмах Л.С.	298	Чеканов В.А.	179
Степанкин И.Н.	312	Чернавина А.А.	163
Степанова Л.И.	139	Черняева Е.В.	189
Стеценко Н.Н.	282	Чжо Ту Я.	57
Столин А.М.	298	Чинокалов В.Я.	151
Стрелюхин А.В.	119		
		Шарандо В.И.	265
Тарутта Е.П.	174	Шарыгин А.М.	71
Терентьев Д.В.	309	Шевченко С.В.	282
Терещенко Н.А.	112	Шепелевич В.Г.	239
Толочко О.В.	29, 30	Шехтман В.Ш.	114
Толстиков С.К.	225	Шилин А.Д.	25
Турская Т.Н.	230	Ширинов Т.М.	47
Тюрин А.И.	136, 137	Шубенкова Е.В.	270
		Шут В.Н.	347
Фарманян А.Ж.	80		
Федоров В.А.	31, 37	Юнак М.А.	137
		Юркевич С.Н.	355
Хаймович П.А.	46		
Харченко Ю.В.	102	Яковлев А.В.	31
Хачин В.Н.	118	Яковлева И.Л.	112, 309
Хейфец М.Л.	219, 225	Ясников И.С.	14, 19
Хлусова Е.И.	206	Яснов В.В.	355
Хмелевская И.Ю.	174		
Хоружая Ю.С.	87		
Хусаинов М.А.	293-295		
		Malkin A.I.	302

Содержание

	стр
Клубович В.В., Рубаник В.В., Самолетов В.Г. (Витебск/Беларусь) СИНТЕЗ ИЗНОСОСТОЙКИХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗА МЕТО- ДОМ ЦЕНТРОБЕЖНОГО СВС-ЛИТЬЯ	3-7
Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г., Нарыкова М.В., Амосова О.В., Скленичка В., Саксл И. (Санкт-Петербург, Брно/Чехия, Прага/Чехия) ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА ДЕФЕКТ- НУЮ СТРУКТУРУ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА УЛЬТРАКРИСТАЛЛИ- ЧЕСКИХ АЛЮМИНИЯ И СПЛАВА НА ЕГО ОСНОВЕ	7-11
Глезер А.М., Манаенков С.Е., Пермькова И.Е. (Москва) МЕХАНИЗМЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОЛОС СДВИГА С НАНОЧАСТИЦАМИ В АМОРФНО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВАХ	11-13
Викарчук А.А., Ясников И.С., Денисова Д.А., Цыбускина И.И. (Тольятти) ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ ПОЛУЧЕНИЯ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРООСАЖДЕ- НИЯ НАНОСТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ, СОСТО- ЯЩИХ ИЗ ПОЛЫХ ПЕНТАГОНАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ	14-19
Ясников И.С., Викарчук А.А. (Тольятти) ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛОСТЕЙ В ИКОСАЭДРИЧЕСКИХ МАЛЫХ ЧАСТИЦАХ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ ПО МЕХАНИЗМУ ДИФФУ- ЗИОННОГО ДРЕЙФА ВАКАНСИЙ	19-25
Шилин А.Д., Рубаник В.В., Рубаник В.В.мл. (Витебск/Беларусь) ПОЛУЧЕНИЕ ПЬЕЗОКЕРАМИКИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ УЛЬТРАЗВУКО- ВЫХ КОЛЕБАНИЙ	25-28
Толочко О.В., Кадомцев А.Г., Амосова О.В. (Санкт-Петербург) МЕХАНИЗМЫ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ И РОСТА ПРИ ОКИСЛЕНИИ НА- НОЧАСТИЦ НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗА	29-30
Ким Д., Ли Д. В., Васильева Е. С., Толочко О. В., Бетехтин В. И., Кадомцев А. Г., Амосова О. В. (Санкт-Петербург, Чангвон/Корея) СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ПО- ЛИИМИДА И ФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ	30
Капустин А.Н., Яковлев А.В., Федоров В.А. (Тамбов) ВЛИЯНИЕ НАГРЕВА И ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭВОЛЮЦИЮ МЕХА- НИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АМОРФНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ	31-36
Плужникова Т.Н., Кириллов Р.А., Федоров В.А. (Тамбов) ВОЗДЕЙСТВИЯ МАЛЫХ ДОЗ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДВИЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ В ЦГК	37-40
Котречко С.А., Кучер А.В. (Киев/Украина) ВЛИЯНИЕ ТЕКСТУРЫ НА ХРУПКУЮ ПРОЧНОСТЬ ДЕФОРМИРОВАННОГО МЕТАЛЛА.	40-45
Хаймович П.А. (Харьков/Украина) ДОСТИЖЕНИЕ ВЫСОКОПРОЧНОГО СОСТОЯНИЯ МЕТАЛЛА МАЛЫМИ ПЛАСТИЧЕСКИМИ ДЕФОРМАЦИЯМИ	46-47
Ширинов Т.М., Глазырина М.И., Глезер А.М., Молотилев Б.В., Громов В.Е., Ко- новалов С.В. (Новокузнецк, Москва) ИЗМЕНЕНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПРИ ЛЕГИРОВАНИИ Fe-Co СПЛАВОВ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ	47-49

Смирнов Б.И., Смирнов И.А., Кардашев Б.К., Орлова Т.С., Парфеньева Л.С. (Санкт-Петербург) АКУСТИЧЕСКИЕ, ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА БИОМОРФНЫХ ПОРИСТЫХ КОМПОЗИТОВ SiC/Si И КАРБИДА КРЕМНИЯ БИО- SiC	50
Мовчан А.А., Казарина С.А., Мишустин И.В., Мовчан И.А. (Москва) МИКРОМЕХАНИКА И ТЕРМОДИНАМИКА ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ СПЛАВОВ С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ.	51-57
Мовчан А.А., Казарина С.А., Чжоу Ту Я. (Москва) РЕШЕНИЕ ДВАЖДЫ СВЯЗНЫХ НАЧАЛЬНО-КРАЕВЫХ ЗАДАЧ О ДЕФОРМИРОВАННОМ, ФАЗОВОМ И ТЕМПЕРАТУРНОМ СОСТОЯНИИ ЭЛЕМЕНТОВ ИЗ СПЛАВОВ С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ С УЧЕТОМ ДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА.	57-64
Мовчан А.А., Сильченко Л.Г., Мовчан И.А. (Москва) АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ ЭЛЕМЕНТОВ ИЗ СПЛАВОВ С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ В РАМКАХ ЛИНЕЙНОЙ И НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ ЭТИХ МАТЕРИАЛОВ	64-70
Какулия Ю.Б., Шарыгин А.М. (Анапа) МОДЕЛИРОВАНИЕ НАПРЯЖЕНИЙ И ДЕФОРМАЦИЙ В ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЯХ	71-73
Волков А.Е., Кухарева А.С. (Санкт-Петербург) РАСЧЕТ ПЛАСТИЧНОСТИ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ПЛАСТИНЕ ИЗ TiNi ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ С КОНЕЧНОЙ СКОРОСТЬЮ	74
Волков А.Е., Евард М.Е. (Санкт-Петербург) РАСЧЕТ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ СПЛАВА С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ TiNi В АУСТЕНИТНОМ СОСТОЯНИИ	75-76
Осташев В.В. (Псков) МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНСТРУКЦИОННОЙ ПРОЧНОСТИ НА ОСНОВЕ НЕЧЕТКОЙ ЛОГИКИ	76-80
Саркисян С. О., Фарманян А. Ж. (Гюмри/Армения) КОНТИНУАЛЬНЫЕ МОДЕЛИ МНОГОСЛОЙНЫХ ТОНКИХ ПЛАСТИН ПО НЕСИММЕТРИЧНОЙ ТЕОРИИ УПРУГОСТИ	80-86
Смиловенко О.О., Жилинский О.В., Жорник В.И., Лактюшина Т.В., Хоружая Ю.С. (Минск/Беларусь) ПРОГНОЗИРОВАНИЕ СВОЙСТВ ГАЛЬВАНИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ НА ОСНОВЕ МНОГОМЕРНОГО КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ	87-92
Кадашевич Ю.И., Помыткин С.П. (Санкт-Петербург) О ПОСТРОЕНИИ КРИТЕРИЯ ПРОЧНОСТИ ПРИ СЛОЖНОМ НАГРУЖЕНИИ	92-94
Кундас С.П., Иванов Д.Г., Лемзиков А.В (Минск/Беларусь) КОМПЛЕКСНАЯ МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА ИНДУКЦИОННОЙ ЗАКАЛКИ	95-102
Акчурин М.Ш., Закалюкин Р.М., Каминский А.А., Харченко Ю.В. (Москва) МОДЕЛИ ДВОЙНИКОВАНИЯ И ЗАЛЕЧИВАНИЯ ПОР ПРИ ПОЛУЧЕНИИ ОПТИЧЕСКИХ КЕРАМИК	102-106
Садырин А.И., Пирогов С.А. (Н.Новгород) МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗРУШЕНИЯ ХРУПКОЙ РАЗНОСОПРОТИВЛЯЮЩЕЙСЯ СРЕДЫ ПРИ ИНДЕНТИРОВАНИИ ЖЕСТКИМ УДАРНИКОМ	107-111

Яковлева И.Л., Мирзаев Д.А., Терещенко Н.А. (Екатеринбург) ФОРМИРОВАНИЕ СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЫ ПРИ ВТМО ФЕРРИТНОЙ СТАЛИ 08X18T1	112-113
Седых В.Д., Аристова И.М., Абросимова Г.Е., Шехтман В.Ш., Дубовицкий В.Д., Кулаков В.И. (Черноголовка) ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ СИНТЕЗА И ТЕРМООБРАБОТКИ НА ФОРМИРОВАНИЕ НАНОЧАСТИЦ МАНГАНИТА ЛАНТАНА	114-117
Блинов В. М., Капуткин Д.Е., Краснощеков М.В. (Москва) ВЛИЯНИЕ ДЕФОРМАЦИОННОЙ И ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ НА СТРУКТУРУ, ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ И СВОЙСТВА ПАЯНОГО КОМПОЗИТА, 08X14АН4МДБ – ЛАТУННЫЙ ПРИПОЙ – СтЗ.	117
Муслов С.А., Хачин В.Н. (Москва) УПРУГИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ Ti, TiNi–TiFe и Fe	118
Матюк В.Ф., Стрелюхин А.В., Осипов А.А. (Минск/Беларусь) УЧЕТ РАЗМЕРОВ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ТЕЛА ПРИ МАГНИТНОМ МЕТОДЕ КОНТРОЛЯ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ СТЕРЖНЕЙ	119-124
Матюк В.Ф., Кратиров В.Б., Пиунов В.Д., Осипов А.А., Делендик М.Н. (Минск/Беларусь) ПРИБОРЫ С НАКЛАДНЫМИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯМИ ДЛЯ МАГНИТНОГО КОНТРОЛЯ ПРОЧНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФЕРРОМАГНИТНЫХ ИЗДЕЛИЙ	124-130
Матюк В.Ф., Осипов А.А. (Минск/Беларусь) ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПО ИХ ИЗМЕРЕНИЮ НА ИЗДЕЛИЯХ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ С ЦЕЛЮ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ПРОЧНОСТНЫХ СВОЙСТВ	130-136
Тюрин А.И., Иволгин В.И., Поверинова Г.В. (Тамбов) ВЛИЯНИЕ АНИЗОТРОПИИ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НА ВЕРОЯТНОСТЬ ХРУПКОГО РАЗРУШЕНИЯ Ge ПРИ ДЕЙСТВИИ ВЫСОКИХ ЛОКАЛЬНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ	136-137
Тюрин А.И., Юнак М.А., Коренков В.В., Иволгин В.И. (Тамбов) РОЛЬ РАЗМЕРНОГО И СКОРОСТНОГО ФАКТОРОВ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ МИКРОРЕЛЬЕФА НА БЕЗДИСЛОКАЦИОННОМ Si В УСЛОВИЯХ СИЛЬНО СТЕСНЕННОЙ ДЕФОРМАЦИИ	137-138
Степанова Л.И., Бодрых Т.И., Свиридова Т.В., Казаченко В.П., Киселевский О.С. (Минск/Беларусь) ТРИБОТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НИКЕЛЕВЫХ КОМПОЗИТОВ С ИНКОРПОРИРОВАННЫМИ НАНОДИСПЕРСНЫМИ ЧАСТИЦАМИ WO ₃ , MoO ₃ , W _x Mo _{1-x} O ₃	139-144
Цыбульская Л.С., Кукареко В.А., Бекиш Ю.Н., Гаевская Т.В., Кононов А.Г. (Минск/Беларусь) ВЛИЯНИЕ СОДЕРЖАНИЯ БОРА И ТЕРМОПРОГРЕВА НА ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОКРЫТИЙ КОБАЛЬТ-БОР	144-150
Галиуллин Т.Р., Ефимов О.Ю., Чинокалов В.Я., Иванов Е.А., Зезиков М.В. (Новокузнецк) ВЛИЯНИЕ ГРАДИЕНТНОЙ СТРУКТУРЫ НА СВОЙСТВА АРМАТУРНОГО ПРОКАТА	151-154
Мацокин Д.В., Пахомова И.Н., Мацокин В.П., (Харьков/Украина) ВЛИЯНИЕ ВИДА НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ НА РЕЛАКСАЦИЮ ВНУТ-	155-160

РЕННИХ НАПРЯЖЕНИЙ И ДИСЛОКАЦИОННУЮ СТРУКТУРУ, ФОРМИРУЮЩУЮСЯ ПРИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПОЛЗУЧЕСТИ МОНОКРИСТАЛЛОВ	
Рудской А.И., Коджаспиров Г.Е., Сосин Д.В., Сосин С.В. (Санкт-Петербург) УПРОЧНЕНИЕ НИЗКОЛЕГИРОВАННОЙ МАЛОУГЛЕРОДИСТОЙ СТАЛИ ПУТЕМ СОЗДАНИЯ УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТОЙ СТРУКТУРЫ АККУМУЛИРУЕМОЙ ПРОКАТКОЙ С СОЕДИНЕНИЕМ	160-162
Рыклина Е.П., Прокошкин С.Д., Чернавина А.А., Перевощикова Н.Н. (Москва) ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ НАВЕДЕНИЯ И ХАРАКТЕРИСТИК ОБРАТИМОГО И ОДНОСТОРОННЕГО ЭФФЕКТОВ ПАМЯТИ ФОРМЫ В НИКЕЛИДЕ ТИТАНА	163-168
Инаекян К.Э., Коротичский А.В., Прокошкин С.Д., Браиловский В., Дубинский С.М. (Москва, Монреаль/Канада) ИЗМЕНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДИАГРАММЫ «ДЕФОРМАЦИЯ – РАЗГРУЖЕНИЕ» ПРИ СВЕРХУПРУГОМ МЕХАНОЦИКЛИРОВАНИИ СПЛАВА Ti–50,6ат. %Ni С РАЗНОЙ ИСХОДНОЙ СТРУКТУРОЙ	169-173
Хмелевская И.Ю., Рыклина Е.П., Прокошкин С.Д., Иомдина Е.Н., Маркосян Г.А., Тарутта Е.П. (Москва) ДИНАМИЧЕСКАЯ ПЛОМБА С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В ОФТАЛЬМОЛОГИИ	174-178
Беляев С.П., Коноплева Р.Ф., Назаркин И.В., Соловей В.Л., Чеканов В.А. (Санкт-Петербург, Гатчина) СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПОВЕДЕНИЯ СПЛАВОВ С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ, ОБЛУЧАЕМЫХ НЕЙТРОНАМИ	179-182
Лексовский А.М., Гаврилин А.В., Баскин Б.Л. (Санкт-Петербург) АКУСТОЭМИССИОННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НАКОПЛЕНИЯ МЕЗОДЕФЕКТОВ И МАКРОРАЗРУШЕНИЕ ГЕТЕРОГЕННОГО МАТЕРИАЛА С РЕГУЛЯРНОЙ СТРУКТУРОЙ	183-188
Черняева Е.В., Мерсон Д.Л., Мещеряков Д.Е. (Санкт-Петербург, Тольятти) АКУСТИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ В СПЛАВЕ ВП-30 ПРИ ИНДЕНТИРОВАНИИ И ОДНООСНОМ РАСТЯЖЕНИИ	189-195
Бурнышев И. Н., Абрамов К. А., Валиахметова О.М. (Ижевск) АКУСТИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ ПРИ КАТОДНОМ НАВОДОРОЖИВАНИИ МАЛОУГЛЕРОДИСТЫХ СТАЛЕЙ	196-198
Васильев Л.С., Бурнышев И.Н., Лыс В.Ф. (Ижевск) ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВОДОРОДА И ЗАТУХАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В МЕТАЛЛАХ	199-202
Бесогонов В.В., Бурнышев И.Н., Нагорных И.Л. (Ижевск) ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ В ИССЛЕДОВАНИИ ПОВЕДЕНИЯ ВОДОРОДА В ОЦК РЕШЕТКЕ ЖЕЛЕЗА	203-206
Алексеева Т.Н., Мотовилина Г.Д., Орлов В.В., Хлусова Е.И. АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ СТРУКТУРЫ НИЗКОУГЛЕРОДИСТОЙ МАЛОЛЕГИРОВАННОЙ ШТРИПСОВОЙ СТАЛИ НА ХАРАКТЕР РАЗРУШЕНИЯ ПРИ СТАТИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЯХ ОБРАЗЦОВ ПОЛНОЙ ТОЛЩИНЫ	206
Чаусов Н.Г., Пилипенко А.П., Параца В.Н. (Пермь, Киев/Украина) ЭФФЕКТЫ ПРОЯВЛЕНИЯ КРАТКОВРЕМЕННОГО РАЗУПРОЧНЕНИЯ ПЛАСТИЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ В ПРОЦЕССЕ РЕЗКИХ СМЕН В РЕЖИМЕ НАГРУЖЕНИЯ	207-212

Чаусов Н.Г., Пилипенко А.П., Параца В.Н., Вильдеман В.Э. (Пермь, Киев/Украина) ВЛИЯНИЕ ВИБРАЦИОННЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ И ВЫДЕРЖКИ НА СТАБИЛИЗАЦИЮ ДЕФЕКТНЫХ СТРУКТУР НА ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНОЙ СТАДИИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ	213-218
Хейфец М.Л., Грецкий Н.Л., Зевелева Е.З., Садюкович А.А. (Новополоцк/Беларусь) УСТОЙЧИВОСТЬ ВРАЩЕНИЯ ДЕФОРМИРУЮЩЕГО ЭЛЕМЕНТА В ПРОЦЕССЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ОБРАБОТКИ ДЕТАЛЕЙ МАШИН	219-224
Кожуро Л.М., Хейфец М.Л., Грецкий Н.Л., Толстиков С.К. (Новополоцк/Беларусь, Минск/Беларусь) ПОВЕРХНОСТНОЕ ПЛАСТИЧЕСКОЕ ДЕФОРМИРОВАНИЕ ПОКРЫТИЯ, ПОЛУЧАЕМОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ НАПЛАВКОЙ ФЕРРОМАГНИТНОГО ПОРОШКА	225-229
Колдаева М.В., Турская Т.Н., Охрименко Т.М., Даринская Е.В. (Москва) ОСОБЕННОСТИ КИНЕТИКИ МИКРОТВЕРДОСТИ КРИСТАЛЛОВ ГИДРОФТАЛАТА КАЛИЯ ДО И ПОСЛЕ МАГНИТНОЙ ОБРАБОТКИ	230-235
Аубакирова Р.К. (Алматы/Казахстан) ИЗМЕНЕНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ И СОПРОТИВЛЕНИЯ ДЕФОРМИРОВАНИЮ ПРИ СВЕРХПЛАСТИЧНОМ ТЕЧЕНИИ СПЛАВОВ	235-238
Сивцова П.А., Шепелевич В.Г. (Минск/Беларусь) СТРУКТУРА И МИКРОТВЕРДОСТЬ БЫСТРОЗАТВЕРДЕВШИХ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ Al – Zr – X (X = Mn, Ni, Co)	239-246
Казанцев А.Г., Радченко М.В. (Москва) АНАЛИЗ НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ КОРПУСА УПАКОВОЧНОГО КОНТЕЙНЕРА ИЗ ЧУГУНА С ШАРОВИДНЫМ ГРАФИТОМ ПРИ ПАДЕНИИ.	246-250
Бузанов О.А., Кугаенко О.М., Овчаренко Т.Н. (Москва) ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЧНОСТИ КРИСТАЛЛОВ СЛОЖНЫХ ОКСИДОВ	251-254
Блистанов А.А., Васильева Л.А., Петраков В.С., Казанцев С.Г., Кугаенко О.М. (Москва, Волгоград) ПУТИ ПОВЫШЕНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ПРОЧНОСТИ ПРОХОДНОЙ ОПТИКИ МОЩНЫХ ИК-ЛАЗЕРОВ	255-258
Блистанов А.А., Васильева Л.А., Петраков В.С., Казанцев С.Г., Кугаенко О.М., Малинкович М.Д. (Москва, Волгоград) МЕХАНИЗМЫ ВЛИЯНИЯ ЩЕЛОЧНОЗЕМЕЛЬНЫХ ПРИМЕСЕЙ НА ЛАЗЕРНУЮ ПРОЧНОСТЬ ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ	259-265
Каролик А.С., Копылов В.И., Шарандо В.И. (Минск/Беларусь) ВОЗВРАТ МИКРОСТРУКТУРЫ МЕДИ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ ТЕРМОЭДС	265-269
Ставров В.П., Шубенкова Е.В. (Минск/Беларусь) ВЛИЯНИЕ РЕЖИМОВ СОВМЕЩЕНИЯ КОМПОНЕНТОВ В ЧЕРВЯЧНОМ ЭКСТРУДЕРЕ НА ПРОЧНОСТЬ СТЕКЛОАРМИРОВАННЫХ ТЕРМОПЛАСТОВ	270-274
Белявин К.Е., Минько Д.В., Решетников Н.В. (Минск/Беларусь) ВЛИЯНИЕ УПРОЧНЯЮЩЕЙ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОЙ ОБРАБОТКИ НА МИКРОСТРУКТУРУ ПОРИСТОГО ТИТАНА, ПОЛУЧЕННОГО МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОИМПУЛЬСНОГО СПЕКАНИЯ	275-282
Шевченко С.В., Стеценко Н.Н., Рушак Е.О. (Киев/Украина) ПРОБЛЕМА ОПРЕДЕЛЕНИЯ НОРМАЛИ К ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА В ДИСКРЕТ-	282-287

НЫХ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ МОДЕЛЯХ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТВЕРДЫХ ТЕЛ: ПУТИ ЭФФЕКТИВНОГО РЕШЕНИЯ	
Соболь В.Р., Логвинович П.Н. (Минск/Беларусь) О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН С ДЕФЕКТАМИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ	288-292
Хусаинов М.А., Рубаник В.В., Бондарев А.Б., Пластинина Г.В. (В.Новгород, Витебск/ Беларусь) БИМЕТАЛЛИЧЕСКИЙ ХЛОПУН	293-294
Хусаинов М.А., Бондарев А.Б., Бегунов А.А., Летенков О.В. (В.Новгород, Москва) ВЛИЯНИЕ ВИДА ОБРАБОТКИ НА ЭФФЕКТ СКАЧКА СФЕРИЧЕСКИХ СЕГМЕНТОВ.	294-295
Хусаинов М.А., Ларионов А.А., Бондарев А.Б., Андреев В.А. (В.Новгород, Москва) ВЛИЯНИЕ ТРЕНИНГА В ПЕРЕГРУЗОЧНОМ РЕЖИМЕ НА ЭФФЕКТ ПСЕВДОУПРУГОСТИ И ДОЛГОВЕЧНОСТЬ.	295-297
Бажин П.М., Пономарев Р.Н., Столин А.М., Стельмах Л.С. (Черноголовка) ПОВЫШЕНИЕ РАБОТОСПОСОБНОСТИ ДЕТАЛЕЙ ИЗ ВЫСОКОЛЕГИРОВАННОЙ СТАЛИ	298
Беляев С.П., Реснина Н.Н., Ермолаева М.А. (Санкт-Петербург) ВЛИЯНИЕ НАПРЯЖЕНИЯ НА $R \rightarrow B19'$ МАРТЕНСИТНОЕ ПРЕВРАЩЕНИЕ В МОНОКРИСТАЛЛЕ Ti-50,8at.%Ni	299-301
Malkin A.I. (Москва) HYDRODYNAMIC EFFECTS IN PHYSICAL-CHEMICAL MECHANICS OF FRACTURE	302-308
Кадошников В.И., Платов С.И., Терентьев Д.В. Яковлева И. Л., Коршунов Л.Г. (Магнитогорск) ИСПЫТАНИЯ МАТЕРИАЛОВ И ПОКРЫТИЙ, РАБОТАЮЩИХ В УСЛОВИЯХ СУХОГО ТРЕНИЯ И СО СМАЗКОЙ, НАНЕСЁННЫХ УДАРНО- ФРИКЦИОННЫМ СПОСОБОМ	309-312
Степанкин И.Н., Панкратов И.А. (Гомель/Беларусь) К ВОПРОСУ ДЕФОРМАЦИИ СТАЛЕЙ ЛЕДЕБУРИТНОГО КЛАССА С ДИФфузионным УПРОЧНЕНИЕМ ПОВЕРХНОСТИ	312-318
Милюкина С.Н., Рубаник В.В. (мл.), Рубаник В.В., Дородейко В.Г. (Витебск/ Беларусь) ВЛИЯНИЕ РЕЖИМОВ ТЕРМООБРАБОТКИ НА ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ПРОВОЛОКИ НИКЕЛИДА ТИТАНА ДЛЯ МЕДИЦИНСКОГО ПРИМЕНЕНИЯ	319-320
Милюкина С.Н., Рубаник В.В. (мл.), Рубаник В.В., Дородейко В.Г. (Витебск/Беларусь) ВЛИЯНИЕ ВРЕМЕНИ И ТЕМПЕРАТУРЫ ТЕПЛОВОЙ ОБРАБОТКИ НА ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ПРОВОЛОКИ НИКЕЛИДА ТИТАНА ДЛЯ МЕДИЦИНСКОГО ПРИМЕНЕНИЯ	321-323
Пряхин С.С., Рубаник В.В. мл. (Витебск/Беларусь) УТОЧНЕНИЕ ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ ТЕНЗОРА ПРЕВРАЩЕНИЙ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ПСЕВДОУПРУГИХ ПРОЦЕССОВ В СПЛАВАХ С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ	323-329
Рубаник В.В., Клубович В.В., Рубаник В.В. мл., Петров И.В., Рубаник О.Е. (Минск/Беларусь, Витебск/Беларусь) ПОЛУЧЕНИЕ ТРЕХСЛОЙНЫХ СОЕДИНЕНИЙ СТАЛЬ-TiNi-СТАЛЬ СВАРКОЙ	330-331

ВЗРЫВОМ	
Джежора А.А., Рубаник В.В. (Витебск/Беларусь) РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ ОРТОТРОПНЫХ ПОЛИМЕРНЫХ ЛИНЕЙНО-ПРОТЯЖЕННЫХ МАТЕРИАЛОВ	332-333
Клубович В.В., Кулак М.М., Платонов Л.Л. (Витебск/Беларусь) ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ПРОЦЕССА ГОРЕНИЯ СИСТЕМЫ ТИТАН-БОР МЕТОДОМ САМОРАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО СИНТЕЗА ПРИ НАЛОЖЕНИИ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ	334-338
Клубович В.В., Кулак М.М., Платонов Л.Л., Мосунов Е.И. (Витебск, Минск/Беларусь) РЕНТГЕНОСТРУКТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ БОРИДОВ ТИТАНА, СИНТЕЗИРОВАННЫХ МЕТОДОМ СВЧ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ	339-342
Рубаник В.В., Маркова Л.В., Андреев М.А., Рубаник В.В. (мл.), Заболотина Ю.А. (Витебск/Беларусь, Минск/Беларусь) ОСАЖДЕНИЕ $TiNi$ ПЛЁНОК ИОННО-ЛУЧЕВЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ	342-345
Лаппо Н.М. (Витебск) ПРИМЕНЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ОРИЕНТИРОВАННОГО ВОЛОКНА ИЗ ТЕРМОПЛАСТИЧНЫХ ПОЛИМЕРОВ	345-347
Шут В.Н., Гаврилов А.В. (Витебск) РАССЛОЕНИЕ ПТКС КЕРАМИКИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАГРУЗОК	347-354
Аршинов К.И., Аршинов М.К., Сарасеко М.Н., Юркевич С.Н., Яснов В.В. (Витебск, Барановичи/Беларусь) КОМПОЗИЦИОННЫЕ ПОКРЫТИЯ $Al_2O_3/Al:Zn$, Al_2O_3/Cu	355-360
Муратиков К.Л., Глазов А. Л. (Санкт-Петербург) О ВОЗМОЖНОСТИ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ И МОНИТОРИНГА ВНУТРЕННИХ НАПРЯЖЕНИЙ В КЕРАМИКАХ И МЕТАЛЛАХ МЕТОДОМ ФОТОАКУСТИЧЕСКОЙ МИКРОСКОПИИ	360-365



Научное издание

**XLVI Международная конференция «Актуальные
проблемы прочности»**

Материалы конференции, часть 1.,
15-17 октября 2007 г. Витебск, Беларусь

Все работы публикуются в авторской редакции.

Оформление и компьютерная верстка Черняевой Е.В.