

XVII Петербургские чтения по проблемам прочности

посвященные 90-летию
со дня рождения
профессора А. Н. Орлова

*10 - 12 апреля 2007 г.
Санкт-Петербург*

Сборник
материалов

Часть II

Санкт-Петербург, 2007



Межгосударственный координационный Совет
по физике прочности и пластичности материалов
Научный Совет РАН по физике конденсированных сред
Дом Ученых им. М. Горького РАН
Санкт-Петербургский государственный университет
ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН

XVII

Петербургские чтения по проблемам прочности

**посвященные 90-летию со дня рождения
профессора А.Н.Орлова**

*10 - 12 апреля 2007 г.
Санкт-Петербург*

Сборник материалов

Часть II

**Санкт-Петербург
2007**

XVII Петербургские чтения по проблемам прочности. Санкт-Петербург, 10-12 апреля 2007 г.: сборник материалов. – Ч. II. - СПб., 2007. - 302 с.

ОСОБЕННОСТИ МЕХАНИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ И НАНОКВАЗИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Мильман Ю. В.

*Институт проблем материаловедения НАН Украины, Киев, Украина,
milman@ipms.kiev.ua*

Нанокристаллы (НК) по принятому (достаточно условному) определению – это поликристаллические структуры со средним размером зерна $d < 100$ нм. В связи с малым размером зерна объем разориентированных областей (границы зерен и тройные узлы) может достигать 50 %. В связи с этим проявляются следующие основные особенности механизма деформации НК [1]:

- дислокационные источники не могут работать внутри зерен при условии, что размер зерна ниже некоторого критического значения $d_{кр}$, т.к. работа такого источника требует напряжений, превышающих теоретическую прочность;
- имеющиеся в НК дислокации выходят на границы зерен (ГЗ), благодаря действию сил изображения, так что плотность дислокаций ρ внутри зерен мала;
- вероятность проскальзывания по ГЗ в НК существенно увеличена;
- свободный объем, присутствующий в разориентированных областях может приводить к миграции ГЗ под напряжением.

В соответствии с [2], ГЗ в НК можно рассматривать как каналы пластического течения в отличие от крупнозернистых материалов, где они являются барьерами для передачи скольжения от зерна к зерну. Вместе с тем, следует отметить, что проскальзывание по ГЗ в НК нельзя рассматривать как проявление сверхпластичности (СП). Известно, что при СП деформации наблюдается интенсивная внутризеренная деформация, и решеточные дислокации в большом количестве выходят на границы зерен, вызывая изменение их структуры, в какой-то степени их аморфизацию, что и обеспечивает интенсивное проскальзывание по ГЗ [3]. При деформации НК проскальзывание по ГЗ обусловлено движением имеющихся в материале, например, возникших при получении НК граничных дислокаций с вектором Бюргерса, расположенным вдоль границ зерен. После некоторой пластической деформации эти дислокации частично аннигилируют, частично скапливаются у тройных стыков зерен, и пластическая деформация прекращается [2], так что здесь действует механизм истощения дислокаций, в отличие от СП. На примере НК никеля было показано, что при нагреве НК возможного проявление СП при повышенных температурах, но при этом размер зерна подрастает до нескольких микрон [3] (рис.1).

Расчеты в рамках молекулярной динамики (МД) показали, что сами границы зерен в НК могут быть источниками дислокаций и одновременно их стоками [5], однако экспериментального подтверждения такой механизм деформации пока не получил. В металлических НК с размером зерна d близким к $d_{кр}$ предел текучести в 5–6 раз выше, чем в крупнозернистых металлах [6,7], однако, пластичность существенно снижена, – даже в таком пластичном металле как медь она снижается до 2 %. Для НК при $d > d_{кр}$ выполняется соотношение Холла–Петча для предела текучести $\sigma_s = \sigma_o + Kd^{-1/2}$. При этом, как показано на примере наиболее полно исследованной меди, K_y для нанокристаллов имеет то же значение, что и для крупнокристаллического металла, а $d_{кр} \approx 20$ нм [8]. Однако при снижении размера зерна ниже $d_{кр}$ наблюдается так называемый «обратный закон Холла–Петча»: σ_s снижается при уменьшении d (рис.2).

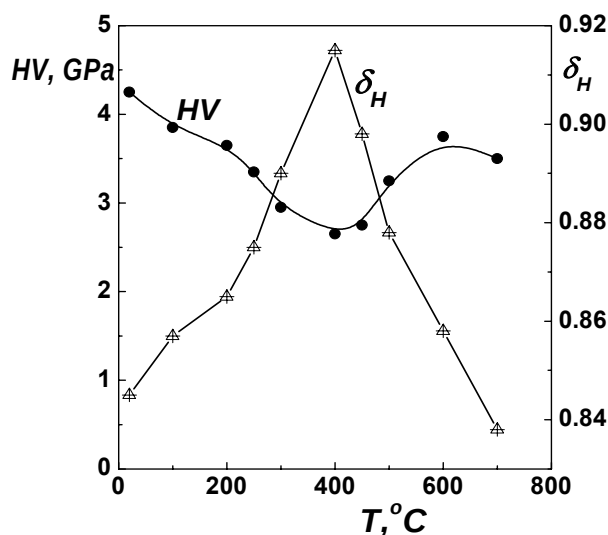


Рис.1. Влияние температуры испытания на твердость и характеристику пластичности δ_H , полученную методом индентирования [4].

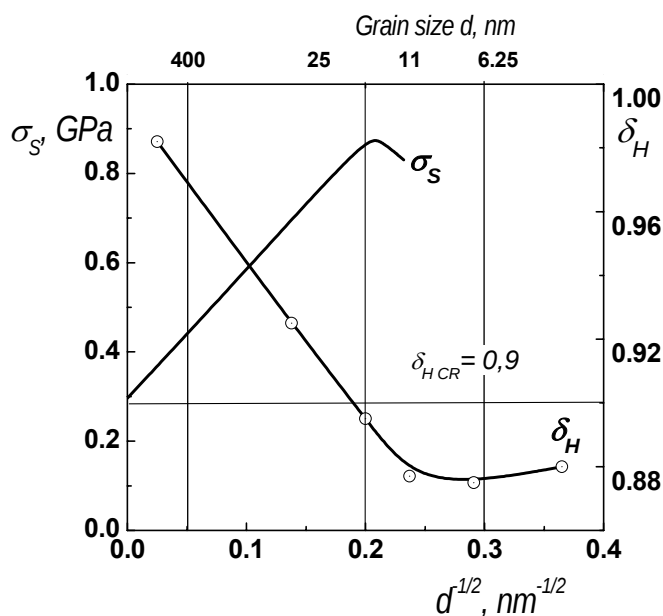


Рис.2. Влияние размера зерна d в НК меди на предел текучести σ_s и характеристику пластичности δ_H , рассчитанную по приведенной зависимости $HV(d)$ в соответствии с [8].

На рис.2 нанесена также пластичность δ_H , рассчитанная по результатам зависимости твердости от размера зерна d , приведенным в [8], по методике [9]. В [9], в частности, было показано, что пластичность δ , определяемая по стандартной методике при испытании на растяжение, снижается до значений, близких к 0 при $\delta_{H\ CR} \approx 0,9$. Именно такой эффект наблюдается в НК меди. Значительные усилия прикладываются для повышения пластичности НК ГЦК-металлов. Так, была показана возможность увеличить пластичность δ НК меди до 12 % и более, если распределение зерен по размерам достаточно широкое, и имеется некоторая доля достаточно крупных зерен для обеспечения дислокационной активности [1,8].

Другой путь повышения пластичности НК металлов – это дисперсное упрочнение наноразмерными частицами для уменьшения склонности к локализации деформации [1].

Возможность обеспечения пластичности в ОЦК НК изучена недостаточно, но ясно, что это очень сложная задача. В керамике, где пластичность $\delta = 0$ даже в крупнозернистом материале, снижение размера зерна в НК структуре также вызывает рост твердости и снижение δ_H , определяемой методом индентирования. Однако это не оказывает существенного влияния на механическое поведение

керамики, которая и в крупнокристаллическом состоянии разрушается хрупко. В то же время трещиностойкость, вероятно, может возрасти при снижении d . На примере твердого сплава WC–Co показано наличие оптимального размера зерна в несколько сотен нанометров, обеспечивающего наилучшее сочетание эксплуатационных характеристик [10]. Отметим еще, что твердость НК может превышать твердость аморфных металлических сплавов того же состава при $d < 50\text{--}100$ нм.

В квазикристаллах (КК) деформация имеет дислокационный характер, но вектор Бюргерса $\vec{b} = \vec{b}_{\text{фон}} + \vec{b}_{\text{фаз}}$. Фонная компонента – это обычная трансляционная составляющая. Фазовая компонента приводит к формированию фазовых дефектов (ФД), которые являются локальными нарушениями атомной структуры КК. ФД могут перемещаться только за счет диффузии, что приводит к высокому значению σ_s и твердости H . В КК предел текучести $\tau = \tau^* + \tau_d + \tau_i$, где τ^* – напряжение Пейрлса – оно велико

как в ковалентных кристаллах; τ_d – усилие волочения дислокацией ФД; τ_i – напряжение для преодоления других дислокаций.

Наличие ФД приводит к тому, что на кривой деформации за стадией упрочнения следует стадия интенсивного разупрочнения вследствие локального снижения потенциальных барьеров Пайерлса. Отжиг совершенствует КК структуру и повышает σ_s и H . Пластическая деформация и образование ФД могут приводить к фазовому переходу в более пластичную кристаллическую аппроксимантную структуру.

КК материалы с наноразмерным зерном (НКК) представляют собой особый класс материалов, отличный от КК и от НК. Энергия дислокации, связанная с фазонным дефектом $E_{\text{фаз}} \sim d$, тогда как упругая энергия дислокации $E_y \sim \ln d$. Поэтому в НКК образование дислокаций требует значительно меньшей энергии, чем в КК, а фазонные дефекты легче выходят на границы нанозерен путем диффузии. НКК в отличие от КК обладают некоторой пластичностью при комнатной температуре, что обуславливает их применение для упрочнения сплавов.

В НКК, в отличие от НК, дислокации могут существовать внутри зерен, поскольку они не так быстро выходят на границы за счет сил изображения. НКК частицы используются для упрочнения ряда сплавов. Весьма эффективным является упрочнение алюминиевого сплава системы Al–Fe–Cr, где удается достичь рекордный для алюминиевых сплавов уровень прочности более 300 МПа при 300 °С с сохранением удовлетворительной пластичности при комнатной температуре. Кривые деформации НКК были впервые получены в [11]. Для КК на кривой деформации σ – ϵ за стадией упрочнения обычно наблюдается стадия разупрочнения. В [11] было показано в НКК системы Al–Cu–Fe стадия упрочнения значительно (в 2 раза) больше, чем в соответствующем КК, разупрочнение идет не столь интенсивно, а вязкость разрушения увеличена.

Список литературы

1. H.V.Swgenhoven, J.R.Weertman. *materials today*, v.9, iss.5, 2006, p.24-31.
2. М.Ю.Гуткин, И.А.Овидько. Физическая механика деформируемых наноструктур. С.-Петербург, Из-во РАН, т.1, 2003, 192 с.
3. С.А.Ларин, В.Н.Перевезенцев, В.Н.Чувельдиев. *ФММ*, №6, 1992, с.55-61.
4. Yu.V.Milman, W.Lojkowski et al. *Solid State Phenomena*, v.94, 2003, p.55-58.
5. P.M. Derlet et al. *Philos. Mag.*, A83, 2003, p.3569.
6. Н.И.Носкова, Р.Р.Мулюков. Субмикроструктурные и нанокристаллические металлы и сплавы. Из-во УРО РАН, 2003, 278 с.
7. Yu.Milman, S.Chugunova, W.Lojkowski, M.Djahanbakhsh, H.Fecht, K.Grinkevitch. *Wear*, v.258, 2005, p.77-82.
8. S.Cheng et al. *Acta Mater.*, 53, 2005, p.1521.
9. Yu.V.Milman, B.A.Galanov, S.I.Chugunova. *Acta met. and mater.*, No.9, 1993, p.2523-2532.
10. Yu.V.Milman, S.Luyckx, A.V.Goncharuk, J.T.Northrop. *Inter.J.of Refractory Metals & Hard Materials*, 20, 2002, pp.71-79.
11. Yu.V.Milman et al. *Surface and Coating Technology*, No.12, 2006.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ КВАЗИКРИСТАЛЛОВ СИСТЕМЫ Al–Cu–Fe В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР 20 – 720 °С МЕТОДОМ ИНДЕНТИРОВАНИЯ

Мильман Ю. В., Голубенко А. А., Чугунова С. И., Ефимов Н. А.

Институт проблем материаловедения НАН Украины, Киев, Украина

milman@ipms.kiev.ua

Квазикристаллы представляют собой твердые тела с упаковкой атомов, характеризующейся ориентационным дальним порядком при отсутствии трансляционной симметрии и наличии поворотной симметрии с осями 5-го, 8-го, 10-го или 12-го порядка, запрещенными в кристаллических материалах. Показано [1, 2], что пластическая деформация в квазикристаллах осуществляется путём движения и размножения дислокаций. В сложной квазикристаллической решетке энергия активации движения дислокаций весьма высока (порядка нескольких эВ), и температурная зависимость предела текучести довольно резкая. В связи с этим квазикристаллы при низких температурах (для Al–Cu–Fe ниже 600 °С) не проявляют макропластичности. Однако при некоторых условиях испытаний (индентирование, трение), в квазикристаллах, может проявляться значительная микропластичность, что, как показано авторами [3], связано с фазовым переходом в кристаллическую фазу в процессе деформации.

Авторами исследования разработан комплекс методов изучения механических свойств при локальном нагружении алмазным индентором [4], что позволило впервые получить кривые деформации квазикристалла $Al_{63}Cu_{25}Fe_{12}$ при комнатной температуре. Было показано, что кривые деформации квазикристаллов имеют стадию упрочнения и последующую за ней стадию разупрочнения [5].

В настоящей работе получены кривые деформации в интервале температур 20 – 720 °С и обсужден характер их механического поведения.

Квазикристаллические образцы состава $Al_{62,56}Cu_{25}Fe_{12}Sc_{0,44}$, были получены методом плавки в дуговой печи. В процессе получения слитка была достигнута скорость охлаждения, порядка 300 °/сек. Дополнительное легирование Sc позволило получить практически беспористый слиток. Для получения однофазного квазикристаллического состояния образцы были подвергнуты вакуумному отжигу при температуре 700 °С в течение 5 часов. Фазовый состав контролировался методами рентгеноструктурного анализа и сканирующей электронной микроскопии.

Измерение твёрдости осуществлялось в интервале температур 20–720 °С в вакуумной установке ВИМ-1 с помощью трёхгранных алмазных инденторов при нагрузке $P = 234$ г.

Общая деформация ε_t при индентировании кристаллических материалов состоит из пластической ε_p и упругой деформации ε_e : $\varepsilon_t = \varepsilon_p + \varepsilon_e$.

Для определения ε_p использовали соотношения [4]:

$$\varepsilon_p = -\ln \sin \gamma_2 \approx -\ln \sqrt{1 + \left(\operatorname{ctg} \gamma_1 - \frac{HM}{0,565E^*} \right)^2},$$

где γ_2 – угол между гранью пирамидального отпечатка твёрдости и осью нагружения, E^* – эффективный модуль контактной пары индентор – образец.

Всегда $\gamma_2 > \gamma_1$ (γ_1 – угол заточки индентора). Величину упругой деформации ε_e определяли из уравнения: $\varepsilon_e = (1 - \nu - 2\nu^2) \frac{HM}{E}$. Здесь E и ν – модуль Юнга и коэффи-

циент Пуассона для материала образца. Твёрдость по Мейеру (НМ) пересчитывали, по формуле Тейбора на напряжение течения $\sigma \approx НМ/3$.

Как показало выполненное исследование, формирование отпечатка твердости в квазикристаллических материалах в отличие от металлов имеет свои специфические особенности (рис. 1).

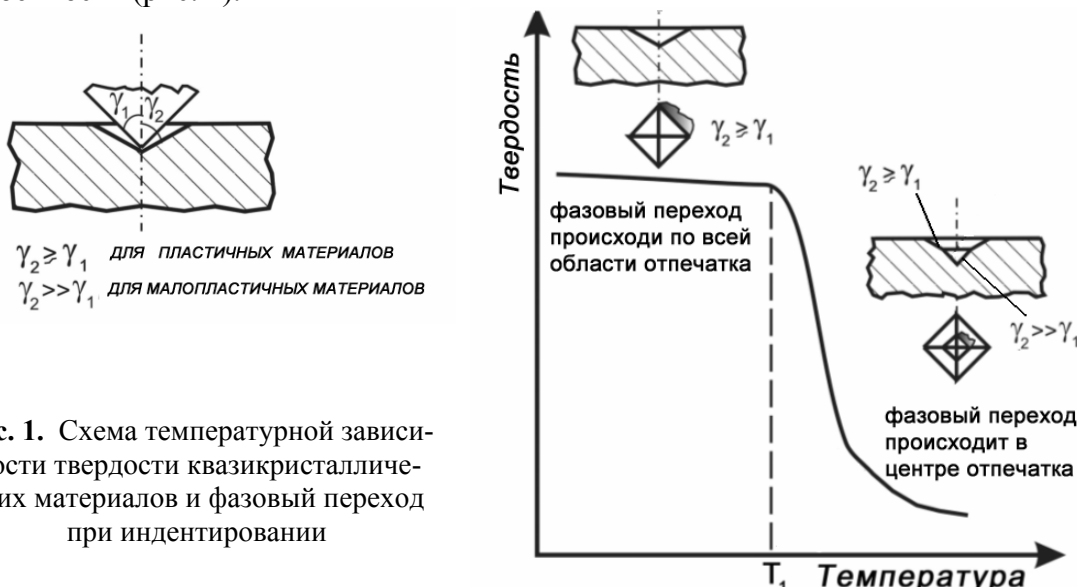


Рис. 1. Схема температурной зависимости твердости квазикристаллических материалов и фазовый переход при индентировании

На кривой температурной зависимости твердости можно выделить два участка: 1 – изменение твердости незначительно; 2 – резкое понижение твердости. Изображения отпечатков индентора Виккерса при 200 °С (область $T < T_1$) позволили выявить тонкие слои материала, выдавленные из-под индентора, что свидетельствует о существовании фазового перехода квазикристаллической фазы в более пластическую кристаллическую аппроксимантную фазу, в процессе индентирования квазикристалла. Фазовый переход происходит по всей области отпечатка.

Выше температуры T_1 фазовый переход происходит только в центре отпечатка, где наблюдается наибольшая пластическая деформация (рис. 2). В этом случае отпечаток твердости состоит из двух частей с различными углами γ_2 (рис.1). В центральной части отпечатка, где происходит фазовый переход $\gamma_2 > \gamma_1$, но отличие γ_2 от γ_1 невелико, как в пластичных металлах. В периферийной части отпечатка, где фазовый переход не происходит, $\gamma_2 \gg \gamma_1$, как в высокотвердых материалах.

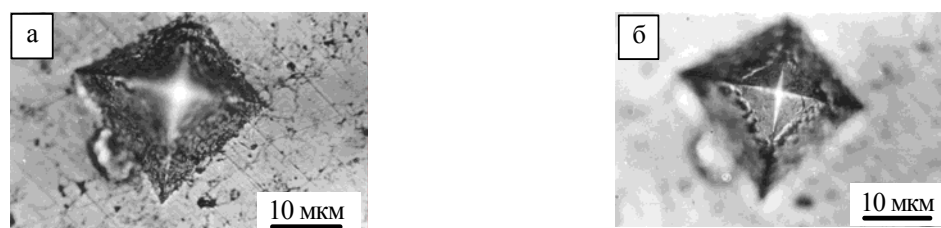


Рис. 2. Изображения отпечатков индентора Виккерса, полученного при температуре 720 °С с фокусировкой на края отпечатка (а) и на центр (б)

На рис. 3 приведены кривые деформации для хрупкой при стандартных механических испытаниях квазикристаллической фазы, в интервале температур 20–720 °С. Полученные кривые деформации состоят из двух участков. При деформации, не превышающей $\varepsilon_t = 13\%$, в интервале температур 20–400 °С, наблюдается деформационное упрочнение материала. При больших значениях ε_t в данном температурном интервале

происходит разупрочнение материала. В диапазоне $\varepsilon_t = 15\text{--}30\%$, при температурах 200 и 400 °C с ростом ε_t напряжение постоянно.

При температуре испытаний 550 и 720 °C деформационное разупрочнение практически не происходит, и напряжение σ остается постоянным до 30 %. Характер зависимости $\sigma(\varepsilon_t)$ становится таким же, как в металлах. Резкой стадии разупрочнения, характерной для испытаний квазикристаллов при комнатной температуре, не наблюдается.

Разброс значений σ обусловлен процессами хрупкого разрушения, которые сопровождают образование отпечатка, особенно в случае использования инденторов с острыми углами, т.е. при степенях деформации $\varepsilon_t = 10\%$

Динамика изменения исследуемых механических характеристик с ростом температуры представлена на рис. 4. Видно, что в процессе нагрева длина стадии разупрочнения уменьшается, а величины σ снижаются почти в 4 раза. С ростом температуры уменьшается протяженность стадии упрочнения λ_1 , но особенно резко снижается ширина стадии деформационного разупрочнения λ_2 .

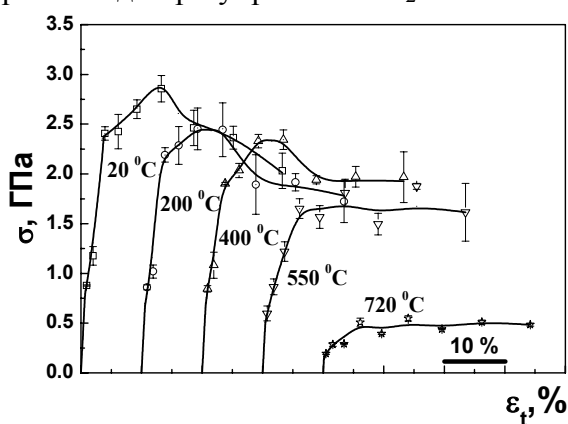


Рис. 3. Кривые деформации квазикристалла $\text{Al}_{62.56}\text{Cu}_{25}\text{Fe}_{12}\text{Sc}_{0.44}$, полученные методом индентирования при различных температурах.

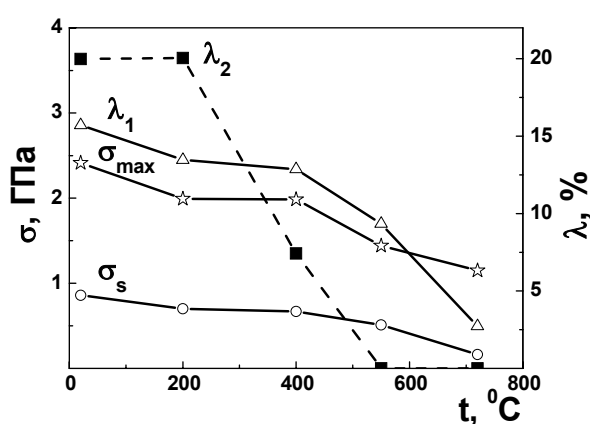


Рис. 4. Температурная зависимость максимального напряжения $\sigma_{\max}$, предела текучести σ_s , ширины стадии деформационного упрочнения λ_1 и стадии деформационного разупрочнения λ_2

Таким образом, высокотемпературное индентирование квазикристалла сопровождается фазовым переходом, который идет либо по всей площади отпечатка, либо только в его центральной части. Впервые исследованы особенности поведения деформационных кривых. Показано, что характер изменения зависимости $\sigma(\varepsilon_t)$ имеет существенные отличия от кристаллических материалов. Главным отличием является наличие стадии разупрочнения, которая уменьшается с увеличением температуры.

Список литературы

1. Feuerbacher M., Metzmacher C., Wollgarten M., et. all // Mater. Sci. & Eng. – 1997. - A233. – P. 103-110.
2. Takeuchi S. // MRS Symposium Proc., Vol. 553, MRS, Warrendale, PA. – 1999. – P. 283-294.
3. Dub S.N., Milman Yu.V., Lotsko D.V., et. All // J. Mater. Sci. Letters. – 2001. – 20, N.10. – P. 1043-1045.
4. Yu.V. Milman // Advanced Materials Science: 21st Century, ed. Cambridge International Science Publishing. — 1998. — P.638 – 659.
5. Трефилов В.И., Мильман Ю.В., Лоцко Д.В. и др. // Доклады Академии Наук. – 2000. – 373, №4. – С. 470-473.

МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СУБМИКРОННЫХ И НАНОРАЗМЕРНЫХ КВАЗИКРИСТАЛЛОВ

Мильман Ю. В., Ульшин С. В., Ефимов Н. А., Устинов А. И.*, Полищук С. С.*

*Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича НАН Украины
Киев, Украина*

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

milman@ipms.kiev.ua

Выполнено исследование механических свойств квазикристаллов на основе системы Al–Cu–Fe, в зависимости от размера зерна. Методом микроиндентирования (с построением кривой деформации) исследованы квазикристаллы с крупнозернистой структурой, полученные из расплава (размер зерна до 50 мкм), квазикристаллы с субмикронной (размер зерна до 400 нм) и наноструктурой (размер зерна до 100 нм), полученные методом скоростного электронно-лучевого испарения в вакууме слитка $\text{Al}_{65}\text{Cu}_{20}\text{Fe}_{15}$ и осаждения на подложку при различных температурах [2]. Состав покрытия в условиях установившегося режима испарения приближается к составу исходного слитка.

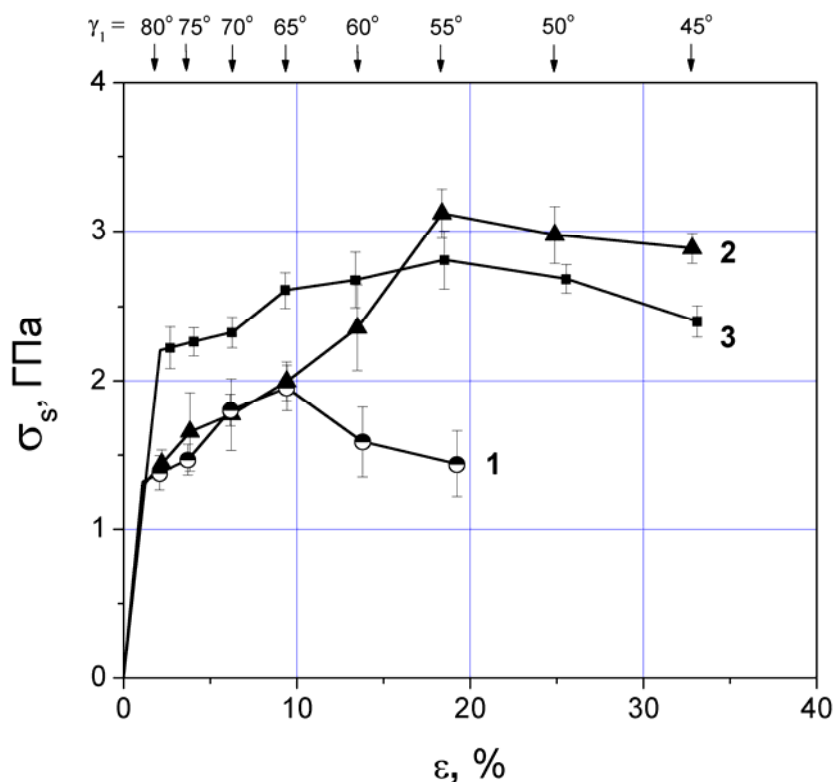


Рис. 1. Кривые деформации, полученные методом индентирования. 1 – крупнозернистый материал, 2– субмикронный материал, 3– наноструктурный материал. Указаны углы при вершине инденторов γ_1 , с помощью которых получены соответствующие значения σ_s

Для построения кривых деформации (рис.1) использовали разработанную авторами методику микроиндентирования [1], в которой используется набор пирамидальных алмазных инденторов с различными углами при вершине.

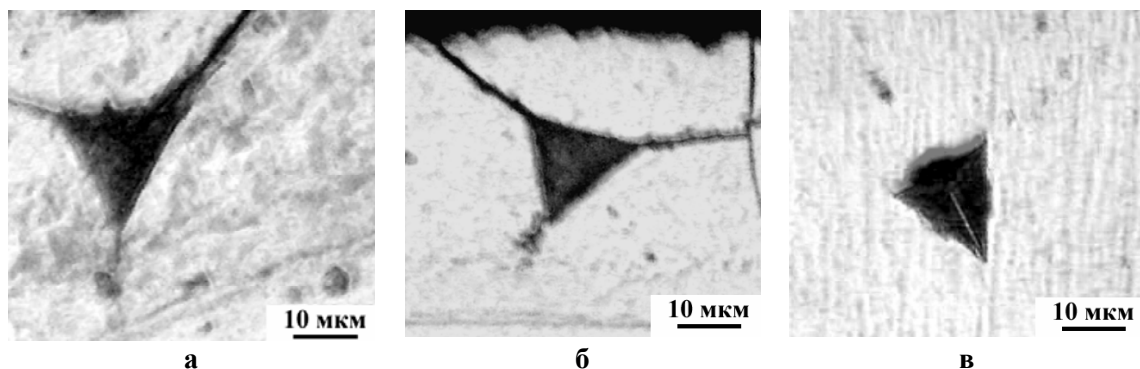


Рис. 2. Изображения отпечатков, полученных индентором Берковича при изучении микротвердости на приборе ПМТ-3 при нагрузке 1Н: а – крупнозернистый материал, б – субмикронный материал, в – наноструктурный материал.

Методом рентгеноструктурного анализа на дифрактометре ДРОН-4 было показано, что верхняя часть покрытия (около 30 мкм) имеет икосаэдрическую квазикристаллическую структуру.

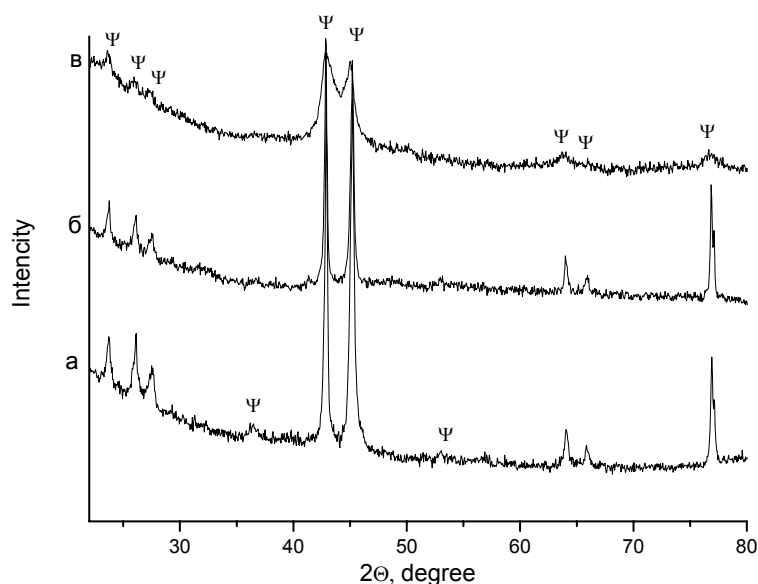


Рис. 3. Дифрактограммы квазикристаллов $\text{Al}_{35}\text{Cu}_{25}\text{Fe}_{12}$ (в медном излучении): а – крупнозернистый материал, б – субмикронный материал, в – наноструктурный материал.

Установлено, что в покрытиях с наноструктурой существенно увеличивается стадия упрочнения, уменьшается стадия и интенсивность разупрочнения и уменьшается также склонность к фазовому переходу в кристаллическую фазу при индентировании. Полученные результаты находят объяснение как следствие того, что нанозерно покрытия и повышенная в нем плотность вакансий способствуют уменьшению плотности фазонных дефектов в теле зерна за счет инициирования процессов переползания дислокаций и выхода этих дефектов на границы зерен.

Список литературы

1. В.И.Трефилов, Ю.В.Мильман, Д.В.Лоцко, А.Н.Белоус, С.И.Чугунова, А.И.Быков, И.И.Тимофеева, Изучение механических свойств квазикристаллической фазы Al–Cu–Fe методом индентирования, Доклады Академии Наук, Т. 373, №4, С. 470 (2000).
2. A.I.Ustinov, B.A.Movchan, S.S.Polishchuk, Formation of nanoquasicrystalline Al–Cu–Fe coatings at electron beam vapour deposition, Scripta Materialia, Vol. 50, P. 533 (2004).

ПАРАДОКС ГЛЕЗЕРА–ГОМАНЬКОВА В УПОРЯДОЧИВАЮЩИХСЯ СПЛАВАХ $\text{Ni}_3(\text{Mn}, \text{V})$, ЗАКАЛЕННЫХ ИЗ ЖИДКОГО СОСТОЯНИЯ**Глезер А. М., Гоманьков В. И., Язвицкий М. Ю.***ГНЦ РФ «ЦНИИЧермет им.И.П.Бардина», Москва*

Методом дифракции нейтронов обнаружено необычное явление – возрастание степени дальнего атомного порядка по типу $L1_2$ в сплавах $\text{Ni}_3(\text{Mn}_{1-x}\text{V}_x)$ после закалки из расплава со скоростью 10^6 град/сек. Показано, что установленный эффект можно объяснить высокой степенью пересыщения (4-5 порядков) избыточными закалочными вакансиями и, как следствие этого, резким повышением диффузионной подвижности атомов твердого раствора в процессе закалки из расплава.

Процессы установления атомного упорядочения в многокомпонентных металлических системах являются, как правило, термически активируемыми фазовыми переходами первого или второго рода. Скорость их протекания при термической обработке существенным образом зависит от температуры перехода в упорядоченное состояние (температуры Курнакова T_K), от скорости охлаждения из области высокотемпературной неупорядоченной фазы и от длительности отжига в температурно-концентрационном интервале существования упорядоченной фазы.

В работе [1] показано, что механизм формирования дальнего атомного порядка по типу $L1_2$ в микрокристаллических сплавах системы $\text{Ni}_3\text{Mn}-\text{Ni}_3\text{Al}$, полученных закалкой из расплава, определяется близостью состава γ' -фазы двухфазной ($\gamma + \gamma'$)-области к интерметаллиду Ni_3Al , который образуется при кристаллизации расплава. В этом случае значения T_K γ' -фазы оказываются вблизи температур кристаллизации, что обеспечивает установление высокой степени дальнего порядка S в микрокристаллах. В γ' -фазе системы $\text{Ni}_3\text{Mn} - \text{Ni}_3\text{V}$ значения T_K значительно ниже температур кристаллизации [2], и возникает возможность проанализировать влияние скорости охлаждения из неупорядоченного состояния на параметр порядка S по типу $L1_2$ в многокомпонентных металлических системах.

Цель данной статьи – выяснить возможное влияние характера закалки (из расплава или из температурной области существования высокотемпературной неупорядоченной γ -фазы) на скорость атомного упорядочения по типу $L1_2$ в трехкомпонентных сплавах $\text{Ni}_3(\text{Mn}_{1-x}\text{V}_x)$, где $x = 0,3$ и $0,4$. Составы сплавов выбраны в температурно-концентрационном интервале фазового перехода в упорядоченное состояние $A1 \rightarrow L1_2$ при различных значениях температур T_K . Температуры закалки T_3 из расплава или из твердой фазы были для обоих составов одинаковы. Составы сплавов и значения температур T_K и T_3 представлены в таблице.

Одна половина образцов каждого состава (№ 1 и № 3 в табл.) закаливалась в воду от температуры 1373 К из γ -фазы. Другая половина (№ 2 и № 4 в табл.) закаливалась от температуры 1600 К из расплава в атмосфере аргона методом спиннингования. В последнем случае получены микрокристаллические ленты шириной 2–10 мм и толщиной 40–80 мкм, из которых приготовлены образцы для структурных исследований. В качестве наиболее надежного метода количественной оценки параметра S выбран метод нейтроноструктурного анализа, который проводился на нейтронном дифрактометре с длиной волны нейтронов $\lambda = 0,128$ нм [2]. Применение нейтроноструктурного анализа для изучения атомного порядка в указанной системе основано на благоприятных соотношениях значений амплитуд ядерного рассеяния нейтронов компонент сплавов, обеспечивающих уникальную чувствительность этого метода.

Т а б л и ц а . Основные параметры изученных сплавов

№ образ.	Содержание элементов, ат. %			d_{cp} (мкм)	T_K, K	T_3, K	S	ε (нм)
	Ni	Mn	V					
1	75,0	17,5	7,5	151,8	1010	1373	$0,44 \pm 0,04$	4,5
2	75,0	17,5	7,5	1,2	1010	1600	$0,58 \pm 0,07$	5,8
3	75,0	15,0	10,0	145,4	1060	1373	$0,64 \pm 0,06$	6,2
4	75,0	15,0	10,0	1,3	1060	1600	$0,80 \pm 0,08$	9,4

Расчёт параметров дальнего порядка S выполнен для тройной системы $Ni_3(Mn,V)$ в квазибинарном приближении по стандартной формуле [3] с использованием отношений I_{100}/I_{200} и I_{110}/I_{220} γ' -фазы. При этом предполагалось взаимное замещение атомов Mn и V в кристаллической решётке сверхструктуры $L1_2$ при сохранении стехиометрии $Ni_3(Mn,V)$ [4]. Средние значения S γ' -фазы, рассчитанные по парным отношениям I_{100}/I_{200} и I_{110}/I_{220} , даны в таблице. Кроме того, здесь же приведены значения средних размеров кристаллического зерна d_{cp} , измеренные металлографически, и антифазных доменов упорядочения ε , полученные с помощью анализа полуширины сверхструктурных отражений I_{100} .

Детальный анализ результатов, приведенных в таблице, позволяет сделать два важных заключения:

1. Наблюдается рост значений параметра S образцов по мере повышения соответствующих температур T_K и приближения их к величинам температур кристаллизации.
2. Значения параметра S для обоих сплавов после закалки из расплава (образцы №2 и №4) выше, чем после закалки из твердого состояния (образцы №1 и №3). Причём эти различия находятся далеко за пределами погрешности измерений.

Если первое заключение представляется логичным и соответствует результатам, полученным в работе [1], то второе следует признать парадоксальным, поскольку скорость закалки из расплава ($\approx 10^6$ град./сек.) существенно превосходит скорость закалки из твердой фазы ($\approx 10^3$ град./сек.). Иными словами, *a priori* следовало ожидать, что чем выше скорость закалки из неупорядоченного состояния, тем ниже должна быть степень атомного упорядочения S , протекающего в твердой фазе.

Именно такую закономерность мы обнаружили при варьировании скорости закалки из расплава путем изменения скорости вращения закалочного диска при спиннинговании. Качественным критерием скорости закалки из расплава может, очевидно, служить размер зерна d_{cp} , формирующегося в материале. [5]. Проведенные эксперименты показали, что при повышении скорости закалки из расплава и уменьшении размера d_{cp} от 3,2 до 1,2 мкм в образце №2, степень порядка S изменилась от значения 0,68 до величины 0,58. То есть повышение скорости закалки из расплава привело к очевидному снижению параметра S .

Таким образом, парадокс атомного упорядочения в изученных сплавах, связан с тем, что закалка проводится из различных агрегатных состояний: закалка из жидкого состояния, хотя и осуществляется с гораздо более высокой скоростью, тем не менее, стимулирует более высокую степень S дальнего порядка в твердом растворе. Объяснение этому необычному факту можно найти, если вспомнить, что при закалке из расплава в твердом растворе сохраняется очень высокая плотность избыточных вакансий. Различие между равновесной концентрацией вакансий в точке плавления и при ком-

натной температуре в сплавах на основе никеля может достигать четырех–пяти порядков [6]. Частично избыточные вакансии успевают выйти из кристалла к внешним и внутренним стокам, но в значительной мере они остаются в твердом растворе в температурной области вблизи T_K и существенно ускоряют диффузионные процессы и скорость протекания атомного упорядочения.

В теоретической работе [7] М.Хиллерт с соавторами предложили механизм захвата вакансий быстро растущим фронтом кристаллизации, при котором точечные дефекты могут играть роль дополнительного компонента в твердом растворе. Как следствие этого, резко повышается подвижность атомов в кристалле. Так, например, по расчетам авторов [7] подвижность атомов меди при закалке из расплава становится независимой от температуры и составляет $M = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}^4/\text{Дж} \cdot \text{сек.}$, что существенно выше средней подвижности, рассчитанной без учета захвата избыточных вакансий.

В многочисленных экспериментах, суммированных в работе [8], показано, что закалка из расплава ведет к существенному изменению характера упорядочения в сверхструктурах на основе железа. Там же были даны надежные аргументы в пользу существования в сплавах избыточных закалочных вакансий и их влияния на процессы упорядочения. В нашем случае электронно-микроскопические наблюдения сплавов Ni–Mn–V, полученных закалкой из расплава, также дают все основания считать, что в кристаллической решетке в температурной области перехода в упорядоченное состояние существовала очень высокая концентрация точечных дефектов, обеспечившая ускоренное протекание атомного упорядочения. Аналогичный по своей природе парадокс наблюдался нами в сплаве Fe–Cr–Al, когда закалка из расплава ускоряла процесс распада пересыщенного твердого раствора, и выделения равновесной фазы Ni_2Cr наблюдались непосредственно после закалки, но при этом не наблюдались после традиционной термической обработки, включающей длительный отжиг. Таким образом, обнаруженный нами парадокс Глезера–Гоманькова в поведении атомного упорядочения в сплавах $\text{Ni}_3(\text{Mn}, \text{V})$ при закалке из расплава связан с образованием в кристаллической решетке очень высокой объемной плотности избыточных вакансий и с соответствующим увеличением диффузионной подвижности атомов [9]. Это приводит к образованию в сплавах, закаленных из расплава, более высокой степени дальнего порядка по типу $L1_2$, нежели в сплавах, закаленных из области существования неупорядоченных твердых растворов, хотя скорость закалки в первом случае была на несколько порядков выше, чем во втором. По-видимому, этот эффект будет наблюдаться в большом числе упорядочивающихся и/или распадающихся металлических систем, где кинетика атомного упорядочения или распада критична к значениям коэффициента диффузии.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 06-02-17075) и при поддержке программы ГПНТП «Нейтронные исследования вещества».

Список литературы

1. Гоманьков В.И., Ковалёв А.И., Вайнштейн Д.Л. и др.// Доклады РАН, 2004.- Т.396, № 2. - С.183–186.
1. Гоманьков В.И., Гёзаян А.Д., Третьяков Б.Н. и др.// ФММ, 1990.- №10. С.80 – 84.
2. Гоманьков В.И., Третьякова С.М., Фыкин Л.Е. и др.// ФММ, 2000.- Т.90, №4. -С 91 – 97.
3. Ruban A.V. Skriver H.L. // Phys. Rev.B, 1997.- V.55, №2.- P.856 – 874.
4. Gleiter H. // Progress in Mater. Sci., 1989ю - V.33. - P.223-315.
5. Штремель М.А. Прочность сплавов. Т.1. М.: МИСиС, 1999. - 383 с.
6. Hillert M., Shwind M., Selleby M.// Acta Mater., 2002. - V.50. - P.3283-3291.
7. Глезер А.М.// Материаловедение, 1999. - №3. - С.10-19.
8. А.М. Глезер, В.И. Гоманьков, Е.Н. Блинова, М.Ю. Язвицкий, Л.Е. Фыкин, В.А. Чевычелов.// Доклады РАН, 2006

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ФОРМУЛИРОВКА КРИТЕРИЯ ДЛИТЕЛЬНОЙ ПРОЧНОСТИ

Арутюнян Р. А.

Санкт-Петербургский государственный университет, Россия

Robert.Arutyunyan@paloma.spbu.ru

С учетом первого закона термодинамики [1] формулируется энергетический критерий длительной прочности. Конкретизированы параметры полученного критерия и дано сравнение с результатами опытов на ползучесть и разрушение образцов из различных металлов. В предположении, что тепловая часть энергии отдается внешней среде и не оказывает значительного влияния на процессы разрушения, критерий длительной прочности упрощается. Рассчитанные по этому варианту критерия кривые длительной прочности наилучшим образом описывают экспериментальные данные по вязкому разрушению металлических материалов. Таким образом, на разрушение расходуется около 15 процентов общей энергии деформации, что совпадает с опытной величиной скрытой энергии деформации, определяемой в физических измерениях [2–3]. В случае, когда учитываются обе составляющие энергии (тепловая и скрытая), экспериментальные точки описываются только на ограниченном участке кривой длительной прочности. Эти результаты получены для несжимаемых сред и степенного закона ползучести. Расчеты показывают, что в случае пластичных материалов (слабо нелинейные среды) энергетические расходы могут достигать значительных величин, уменьшаясь с увеличением нелинейности. Для несжимаемых сред основным “потребителем” энергии выступает деформация ползучести. Соответственно, скрытая энергия деформации расходуется на сдвиговые процессы по дислокационному механизму, и предположение о несжимаемости вполне оправдано. В общем случае, для реальной оценки энергетических затрат вводятся сжимаемые среды [4], учитывающие дополнительно процессы порообразования и микроразрушения. Сформулированный для таких сред термодинамический критерий длительной прочности описывает весь диапазон вязко хрупких разрушений. Рассмотрены предельные случаи чисто вязких и хрупких разрушений. При этом с переходом к хрупкому состоянию величина общей энергии деформации уменьшается. Соответственно, меняется процентное соотношение между скрытой энергией деформации и энергией переходящей в тепло. Доля последней уменьшается, и для идеально хрупкого состояния она становится минимальной.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 05-08-18149).

Список литературы

1. Вакуленко А.А. О связях между напряжениями и деформациями в изотропных и первоначально изотропных средах // Исследование по упругости и пластичности Л.: Изд-во Ленингр. ун-та. 1961. №1. С. 3-35.
2. Taylor G.I., Quinney H. The latent energy remaining in a metal after cold working. Proc. Roy. Soc. (London). 1934 Ser. A. 143. P. 307-326.
3. Большанина М.А., Панин В.Е. Скрытая энергия деформации // Исследование по физике твердого тела. М.: Изд-во АН СССР. 1957. С. 193-234.
4. Арутюнян Р.А. Проблема деформационного старения и длительного разрушения в механике материалов. СПб.: Изд-во С.-Петерб. ун-та. 2004. 252 с.

ЭФФЕКТ АВТОБЛОКИРОВКИ ДИСЛОКАЦИЙ В ИНТЕРМЕТАЛЛИДАХ

Гринберг Б. А., Иванов М. А.*

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия,bella@imp.uran.ru** Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАНУ, Киев, Украина,*ivanov@irnp.kiev.ua

Механизмы блокировки дислокаций, определяющие деформационное поведение материалов, несмотря на их многообразие, можно разделить на две группы. В первой – точечная блокировка, обусловленная центрами закрепления. Во второй – линейная блокировка, обусловленная разными причинами: дислокационными реакциями, столкновением дислокаций с доменными границами и, наконец, собственными дислокационными превращениями. Именно собственные превращения, присущие дислокации как линейному дефекту, и составляют объект настоящего исследования. Они происходят без участия других дислокаций в результате перестройки ядра полной дислокации (ОЦК металлы, TiAl – одиночная дислокация) или частичной дислокации (полупроводники). В некоторых высокотемпературных интерметаллидах такие превращения происходят, кроме того, в результате перерасщепления полной сверхдислокации или сверхчастичной. Независимо от деталей превращения общим является то, что выигрыш в энергии дислокации достигается ценой потери ее подвижности: скользящая дислокация превращается в дислокационный барьер, который либо остается неразрушаемым, либо, при определенных условиях, может вновь превращаться в скользящую конфигурацию. Ось барьера представляет собой то выделенное направление, вдоль которого происходит переход в низкоэнергетическую конфигурацию. В результате потенциальный рельеф для дислокации является многодолинным: глубокие долины вдоль выделенного направления и мелкие долины вдоль направлений, отличных от

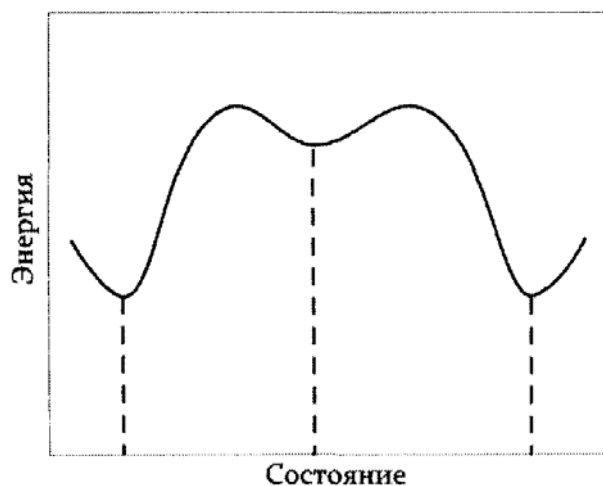


Рис. 1. Схематическое изображение потенциального рельефа для дислокации.

выделенного (рис. 1). Долины разной глубины вдоль различных направлений можно различить на трехмерном (в отличие от рис.1) изображении потенциального рельефа.

Переброс (flip) дислокации из мелкой долины потенциального рельефа в глубокую, который приводит к вытягиванию дислокации вдоль выделенного направления, представляет собой достаточно общий термоактивированный процесс и составляет необходимый этап дислокационных превращений, вызывающих блокировку. Флип-процесс включает в себя образование двойного перегиба (рис. 2а) и последующую его переориентацию вдоль выделенного направления (рис. 2б).

Флип-процесс и последующий процесс переброса из глубокой долины в глубокую, определяет в конечном счете температурную зависимость предела текучести $\sigma_y(T)$. В том случае, когда оказывается возможным выход из глубоких долин, будет

наблюдаться нормальный ход $\sigma_y(T)$. Напротив, если такой выход затруднен (неразрушаемые барьеры), при определенных условиях будет наблюдаться аномальный ход $\sigma_y(T)$.

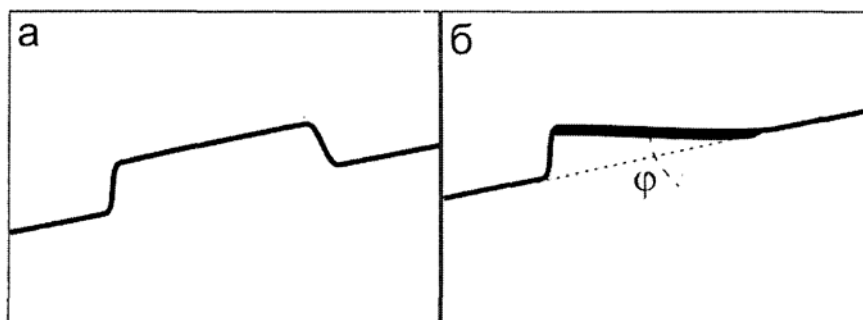


Рис. 2. Последовательные стадии перестройки дислокации (жирная линия – выделенное направление).

Полные дислокации. Для направлений, близких к выделенному, будем считать для простоты, что долины почти параллельны. Используя [1], энергию двойного перегиба длиной d можно записать в виде суммы следующих вкладов (с соответствующими знаками): удвоенной энергии одиночного перегиба; работы внешнего напряжения σ , затраченной на образование двойного перегиба; энергии взаимодействия перегибов. Кроме того, необходимо включить изменение линейной энергии при перебросе дислокации из мелкой долины в глубокую. Именно этот вклад, связанный с разностью глубины долин, не учитывался ранее и отличает настоящее рассмотрение от предыдущих. Критическая конфигурация двойного перегиба, определяемая из условий экстремума полной энергии, имеет длину d_c , равную:

$$d_c = \sqrt{\frac{Ka^2}{(\sigma ba + \Delta E)}}, \quad (1)$$

$$\Delta E = E_0 - E_v, \quad (2)$$

где E_0 – энергия дислокации в мелкой долине, E_v – энергия дислокации в глубокой долине (обе – на единицу длины дислокации), $K = k\mu b^2$, k – коэффициент, зависящий от ориентации дислокации, μ – модуль сдвига.

В отсутствие внешнего напряжения появление неустойчивой конфигурации, при которой происходит разбегание перегибов, обеспечивается, как видно из (1), за счет дополнительной движущей силы, пропорциональной величине ΔE . Условием реализации флип-процесса при $\sigma = 0$, который приводит к автоблокировке, является неравенство $\Delta E > 0$. Очевидно, что указанная сила, которая содействует переходу из мелкой долины в глубокую, будет одновременно противодействовать обратному переходу. В результате при нагреве без нагрузки в достаточно широком классе веществ можно ожидать термоактивированного образования неразрушаемых барьеров.

Возможность автоблокировки сохраняется и в том случае, когда направления, вдоль которых лежат мелкие и глубокие долины, не параллельны, но углы между ними не слишком велики. Для конфигурации, возникающей после переориентации двойного перегиба (рис. 2), условие автоблокировки сводится в данном случае к тому, что дислокация, представляющая собой ломаную линию, имеет меньшую энергию, чем исходная прямолинейная дислокация. Вводя угол ϕ между выделенным направлением и направлением исходной дислокации, можно показать, что существует предельное для автоблокировки значение угла ϕ , равное $\tilde{\phi}$, определяемое из уравнения:

$$\Delta E / E_0 = \frac{\cos \tilde{\varphi} + \sin \tilde{\varphi} - 1}{\cos \tilde{\varphi}}, \quad (3)$$

так что при $\varphi < \tilde{\varphi}$ реализуется автоблокировка, тогда как при $\varphi > \tilde{\varphi}$ этот процесс невозможен.

Частичные дислокации. Для разворачивания таких дислокаций в глубокой долине требуется дополнительная энергия, пропорциональная энергии дефекта упаковки γ . Можно показать, что при $\varphi > \tilde{\varphi}$, где угол $\tilde{\varphi}$ определяется посредством (3), флип-процесс невозможен, как и в рассмотренном выше случае. Если выполняется соотношение

$$\Delta E \leq \gamma a, \quad (4)$$

вытягивание частичной вдоль выделенного направления не происходит также и при $\varphi < \tilde{\varphi}$. Если же справедливо неравенство

$$\Delta E > \gamma a, \quad (5)$$

автоблокировка возможна, но лишь при выполнении дополнительного условия:

$$\varphi < \min \{ \Delta E / E_0, \tilde{\varphi} \}. \quad (6)$$

Известно, что в простых полупроводниках, в частности в Si, при нагреве без нагрузки вытягивание частичных дислокаций вдоль выделенных направлений не было обнаружено [2]. Поэтому можно полагать, что для простых полупроводников справедливо соотношение (4).

Сверхчастичные дислокации. Результаты, полученные для частичных дислокаций, остаются справедливыми и для сверхчастичных дислокаций, связанных полосой АФГ. Предполагаем, как и в рассмотренном выше случае, несогласованное образовании перегибов на каждой из сверхчастичных, входящих в состав сверхдислокации. Возможность зарождения и распространения перегибов зависит от соотношений типа (4), (5) между величиной ΔE и энергией АФГ в соответствующей плоскости.

Эффект автоблокировки дислокаций в интерметаллидах, предсказанный теоретически [3, 4], действительно был обнаружен в результате экспериментов по нагреву без нагрузки после предварительной деформации №3(Al, Nb) (см., например, [5]) и TiAl. Наблюдалось превращение в барьеры как сверхдислокаций различных типов в обоих сплавах, так и одиночных дислокаций в TiAl.

Список литературы

1. Duesbery M.S. Phil. Mag. 1969. Т. 19. N 159. P.501-526.
2. Patel J.R., Kimerling L.C. J de Physique. Suppl. 1979. V. 40. N6. P. 67-70.
3. Гринберг Б.А., Иванов М.А. ФММ. 2006. Т.102. № 1. С.68-76.
4. Гринберг Б.А., Иванов М.А. Труды международной конференции «Деформация и разрушение материалов» (DFM2006). М. ИМЕТ. 2006. Т.1. С.78-81.
5. Greenberg B.A., Ivanov M.A., Antonova O.V., Patselov A.M., Plotnikov A.V. in Mathematical Modelling and Computer Simulation of Material Technologies. MMT2006. Conference Proc. 2006. V.I. P. 122-131.

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ НА ГРАНИЦАХ ЗЕРЕН

Страумал Б. Б., Горнакова А. С., Когтенкова О. А.

*Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка,
straumal@issp.ac.ru*

Границы зерен – в отличие от внешних поверхностей – глубоко «спрятаны» внутри материала. Поэтому двумерные фазовые переходы вначале были обнаружены на внешних поверхностях и лишь значительно позже – на внутренних границах раздела. При этом термодинамически они подобны: если обычные трехмерные фазы характеризуются свободной энергией, приходящейся на единицу объема, то фазы на внешних и внутренних границах раздела описываются свободной энергией, приходящейся на единицу площади поверхности.

Исследования последних лет показали, что на границах зерен могут образовываться прослойки равновесных фаз макро- и микроскопической толщины. Эти фазы могут быть как «обычными», существующими в объеме, так и специфически зернограницными, устойчивыми только на границах раздела. Существование таких прослоек определяется фазовыми переходами смачивания (как жидкой, так и твердой фазой), предсмачивания, предплавления.

Появление на границах зерен прослоек зернограницных фаз существенно изменяет свойства поликристаллов – в особенности с нанометрическими зернами. Изменяется диффузионная проницаемость границ, их подвижность, параметры зернограницного проскальзывания, электрические свойства. Зернограницные прослойки явно и неявно играют важную роль во многих важных технологических процессах, таких как жидкофазное и активированное спекание, сверхпластическое течение, деформация материалов в присутствии жидкой фазы, тиксотропное литье. Зернограницные фазы определяют электропроводность многих оксидов в варисторах, газовых сенсорах, твердых электролитах топливных ячеек. Такие нежелательные явления, как жидкофазное и твердофазное охрупчивание, зернограницная коррозия, краснеломкость, синеломкость, обратимая и необратимая отпускная хрупкость сталей тоже вызваны зернограницными фазовыми превращениями в двух- и многокомпонентных системах. Поэтому в результате наших исследований на традиционных объемных фазовых диаграммах, в том числе таких важных как Al–Zn, Al–Mg, Cu–Bi, Cu–Co, Fe–C, Nb–Zr, W–Cu, W–Ni, Mo–Ni и др., появились новые линии зернограницных фазовых превращений [1].

В однокомпонентных системах на границах зерен могут – как и на внешних поверхностях – происходить фазовые переходы оgranения–потери оgranки. Они определяют такое важное явление, как переход от нормального к аномальному росту зерен [1]. Крайне интересно и взаимное влияние переходов потери оgranки и образования прослоек зернограницных фаз.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 06-02-04015, 05-03-90578 и 05-02-16528) и ИНТАС (04-83-3659, 05-109-4951, 05-10000008-8120).

1. Б.Б.Страумал. Фазовые переходы на границах зерен. Москва, Наука, 2003, 327 с.

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ СМАЧИВАНИЯ НА ГРАНИЦАХ ЗЕРЕН В БИКРИСТАЛЛАХ ЦИНКА

Горнакова А. С., Сурсаева В. Г., Страумал Б. Б.

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка,
alenahas@issp.ac.ru

Введение

В предыдущей работе фазовый переход смачивания второй твердой фазой был исследован на поликристаллическом цинке с добавлением 5% алюминия. Серия отжигов, проведенная в области твердофазного смачивания, позволила определить температуру смачивания T_{WSMIN} и долю смоченных границ зерен [1].

В данной работе область исследования была расширена, в силу того, что исследование проводилось в области твердо- и жидкофазного смачивания. Впервые измерялась зависимость контактного угла от температуры.

Величина контактного угла в месте выхода границы зерен $\Theta_{ГЗ}$ на поверхность раздела твердой и твердой/жидкой фаз определяется только двумя значениями поверхностных энергий (энергией границы зерен $\sigma_{ГЗ}$ и энергией межфазной границы раздела твердой и твердой/жидкой фаз $\sigma_{ТЖ} / \sigma_{ТТ}$), по формуле:

$$\sigma_{ГЗ} = 2\sigma_{ТЖ} \cos(\Theta_{ГЗ}/2).$$

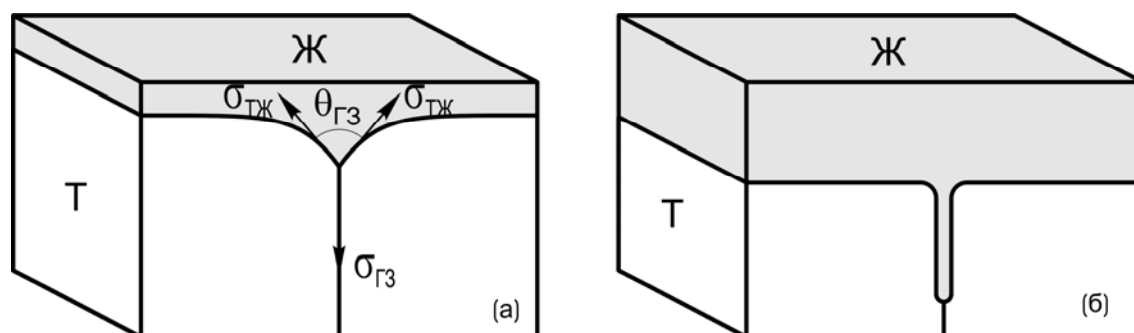


Рис. 1. (а) Бикристалл в контакте с жидкой фазой, граница зерен смочена неполностью, контактный угол $\Theta_{ГЗ} > 0$, $\sigma_{ГЗ} < 2 \sigma_{ТЖ}$. (б) Граница зерен смочена полностью, контактный угол $\Theta_{ГЗ} = 0$, $\sigma_{ГЗ} > 2 \sigma_{ТЖ}$.

Эксперимент

Были выращены плоские бикристаллы Zn с границами наклона $[11\bar{2}0]$ методом направленной кристаллизации Бриджмена из Zn чистотой 99,999 вес. %. Исследования проводились на трех разных границах наклона – малоугловой ($11,5^\circ$), большеугловой (46°) и специальной (84°). Бикристаллы покрывались слоем (Al), запаивались в кварцевые ампулы ($P < 4 \cdot 10^{-4}$ Па) и отжигались в двухфазной области фазовой диаграммы

Zn–Al, выше температуры эвтектике (381°C). Длительность отжига составила около 30 минут, температурный интервал от 381 до 420°C. Далее образцы закаливали, шлифовали и область контакта фотографировали с помощью оптического микроскопа.

Для твердофазного смачивания образцы первый раз отжигали при температуре 415°C в течении 30 минут, чтобы получить «смоченную» границу. Повторный отжиг проводили в температурном интервале от 330 до 375°C в течении 30 дней. Далее образцы закаливали, шлифовали и область контакта фотографировали с помощью оптического микроскопа.

Результаты и обсуждение

Величина контактного угла границы зерен в цинке с расплавом, содержащим алюминий, с ростом температуры уменьшается. При температуре T_W происходит фазовый переход смачивания. Для границ наклона 11,5°, 46° и 84° температуры смачивания (T_{W1} , T_{W2} и T_{W3}) равны 411, 413 и 418 °C, соответственно. Температуры смачивания T_W различны для различных границ зерен, из-за того, что отличаются их энергии σ_{T3} . Чем выше энергия границы зерна σ_{T3} , тем ниже температура смачивания T_W . Двойниковые границы зерен имеют минимально возможную энергию среди высокоугловых границ зерен.

В работе [1] экспериментально было показано, что вблизи температуры эвтектики доля смоченных границ в поликристалле равна 30 %. Эксперимент на бикристаллах показал, что величина контактного угла границы зерен с твердой фазой, содержащей алюминий, уменьшается с ростом температуры, но не достигает нуля. Иными словами, температура твердофазного смачивания в изученных бикристаллах лежит выше эвтектической температуры.

Выводы

Впервые был обнаружен фазовый переход смачивания расплавом на основе Al на границе зерен в Zn.

Построены коноды зернограницных фазовых переходов на объемной фазовой диаграмме Al–Zn.

Температура смачивания T_W различна для границ зерен с различной энергией.

Процессы жидко- и твердофазного смачивания сильно отличаются кинетически.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 06-02-04015 и 05-02-16528) и ИИТАС (04-83-3659).

Список литературы:

1. Страумал Б.Б., Горнакова А.С., Лопес Г. «Смачивание» границ зерен второй твердой фазой в поликристаллах Zn-Al и бикристаллах Zn раствором на основе Al. Известия РАН. Серия Физическая, 2005, т. 69, № 9, с. 1312-1318.

ВЛИЯНИЕ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ФАСЕТИРОВАНИЯ НА ДВИЖЕНИЕ СПЕЦИАЛЬНОЙ ГРАНИЦЫ НАКЛОНА $[10\bar{1}0]$ В ЦИНКЕ

Сурсаева В. Г., Горнакова А. С., Страумал Б. Б.

Институт физики твёрдого тела РАН, Черноголовка,
sursaeva@issp.ac.ru

Образование фасеток на движущейся границе определяется как равновесными (энергетическими факторами), так и неравновесными (кинетическими) факторами. Образование равновесных фасеток связано с зависимостью поверхностной энергии от ориентации [1]. Образование неравновесных фасеток связано с анизотропией подвижности границ зёрен. Равновесное фасетирование изучено довольно подробно как теоретически, так и экспериментально [2–5]. Фасетирование в ходе миграции при наперёд заданных и контролируемых условиях наблюдалось нами лишь на двойниковых границах в цинке [6, 7]. Фасетирование в процессе движения большеугловых границ, участвующих в ходе роста зёрен, не изучалось экспериментально. Это связано с тремя экспериментальными трудностями. Надо приготовить индивидуальные границы, надо заставить их перемещаться, надо исследовать процесс в таком материале, чтобы можно было *in-situ* наблюдать за смещением и формой перемещающейся границы.

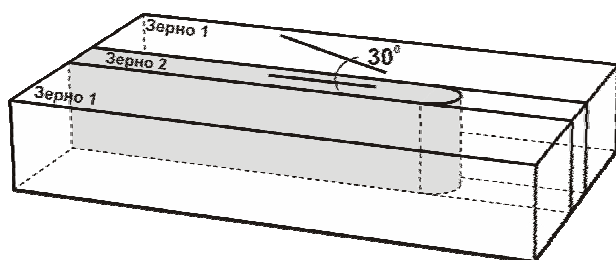


Рис. 1а. Схема образца для исследования движения границы в форме полупетли. Базисные плоскости перпендикулярны поверхности образца в обоих зёрнах, угол между ними 30° .

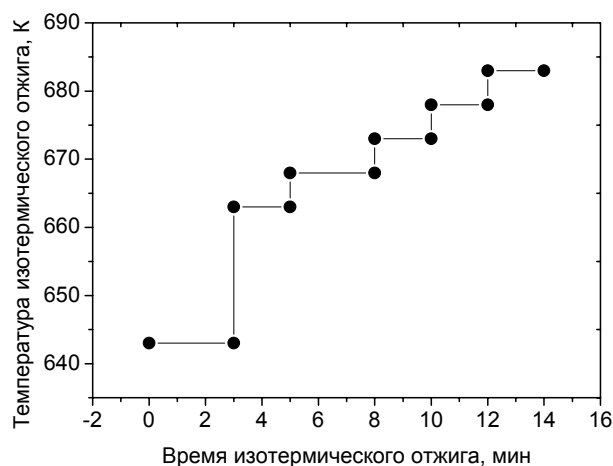
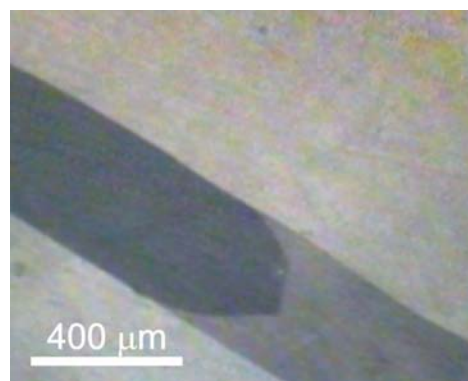


Рис. 1б. Последовательность изотермических отжигов при увеличении температуры в ходе исследования влияния фасетирования на движение границ.

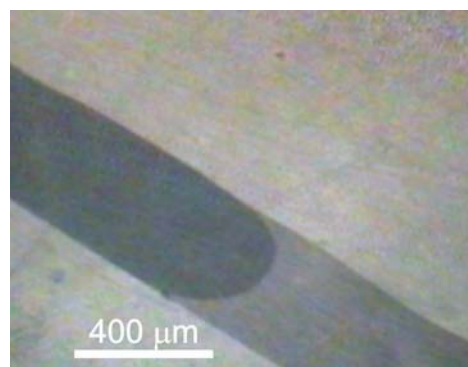


Рис. 2. Оптические микрофотографии формы границы при температуре 673К, верхняя – границы с фасеткой, нижняя – без фасетки.

Цель работы – исследовать влияние фасетирования на миграцию индивидуальной границы в полностью определённых и контролируемых условиях эксперимента.

В эксперименте использовалась разработанная нами ранее методика миграции одиночной границы с постоянной движущей силой процесса посредством создания практически постоянной ширины внутреннего зерна [8]. Отжиги проводились в специально сконструированной и изготовленной ячейке к оптическому микроскопу. Наблюдение за смещением и формой велось *in-situ* в поляризованном свете.

Миграция границ в форме полупетли предполагает, что существуют плоские участки границ и часть границы в виде полуокружности или дуги окружности. Угол разориентации границы определялся как угол между базисными плоскостями (0001) во внутреннем и внешнем зерне. Базисная плоскость во внутреннем зерне была параллельна плоским участкам границы (рис. 1 и 3). Однако реальная форма искривлённой части границы зерна состоит из плоских (фасеток) и искривлённых сегментов. Зернограничная фасетка – это плоский участок границы с фиксированной ориентацией и конечной площадью при постоянной температуре. Сопряжения между фасетками представляют собой области с изменяющейся ориентацией в пространстве. Типичный пример фасетированной и нефасетированной границы представлен на рис. 2. Естественно начать изучение влияния единичной фасетки на движение. Поэтому мы выбрали для исследования границу наклона $[10\bar{1}0]$ с углом разориентации 30° , базисная плоскость во внутреннем зерне расположена вдоль плоских участков границы (рис. 1 и 3). При такой геометрии граница залегает вдоль плоскости, в которой каждый восьмой узел общий. Фасетка занимает положение под углом 76° к плотноупакованной плоскости в решётке совпадающих узлов, соответствующей разориентировки зёрен вокруг оси $[10\bar{1}0]$ на угол 30° . Плоскость фасетки лежит в плоскости решётки совпадающих узлов, в которой каждый второй узел общий в решётках каждого зерна рис. 3.

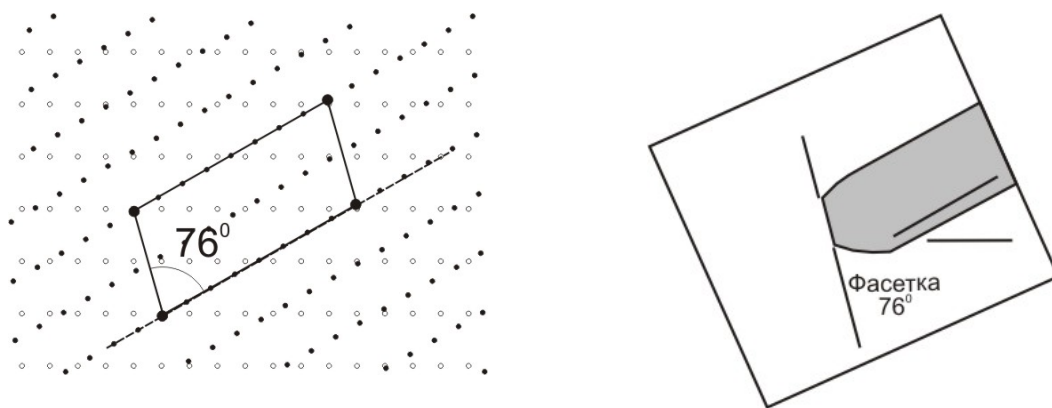


Рис. 3. Положение фасетки по отношению к решеткам зёрен.

Мы исследовали движение границы в ходе изотермических отжигов, схема эксперимента представлена на рис. 1а и 1б.

На рис. 4 приведена зависимость смещения границы при температуре 673 К. В интервале от 0 до 40 секунд наблюдается движение с фасеткой, представленной на рис. 2 и 3. Скорость движения границы с фасеткой на этом участке $6,0 \times 10^{-7}$ м/с, а на участке 40–120 секунд мы наблюдали движение границы без фасетки со скоростью $14,07 \times 10^{-7}$ м/с.

Каков же механизм движения границы с фасетками? Предположим, что фасетки замедляют движение границы. Само явление фасетирования указывает на то, что существует резко выраженная зависимость структуры и свойств от разориентации зёрен и положения границы. Некоторые из фасеток характеризуются относительно низкой энергией, и, возможно, соответственно низкой подвижностью, как двойниковые неко-

герентные границы. Если структуру границ можно описать как группу из низко и высокоподвижных некогерентных границ, тогда мы имеем ситуацию, которую можно описать механизмом роста ступенек свободных и гетерофазных поверхностей, где смещение малоподвижных границ осуществляется боковым движением высокоподвижных участков. Сущность такого механизма заключается в том, что перенос атомов происходит через малую долю границы, и наблюдаемая скорость миграции ниже предполагаемой.

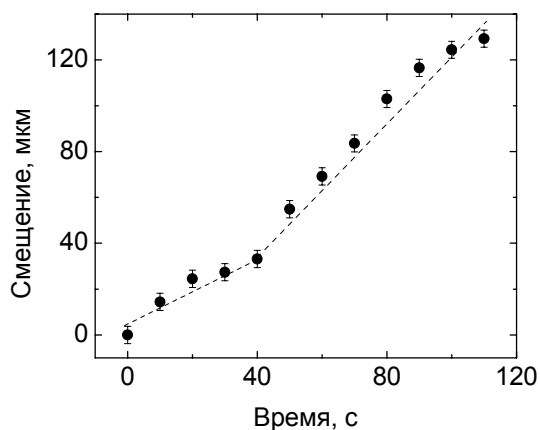


Рис. 4. Зависимость смещения границы от времени при 673 К.

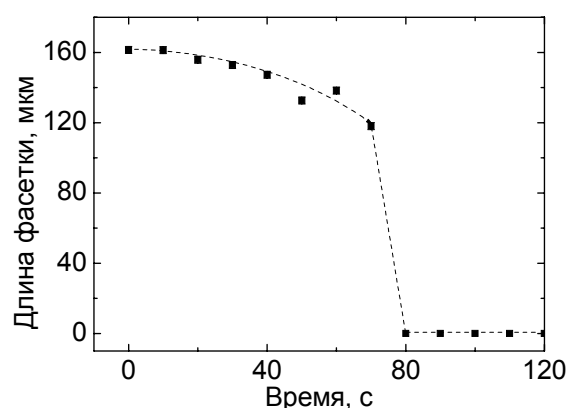


Рис. 5. Зависимость длины фасетки от времени при 673 К.

Выводы

1. Фасетки тормозят движение границы. Это проявляется в снижении скорости движения границы.
2. Фасетки наблюдались даже при $0,95T_{\text{плавления}}$. Это указывает на то, что анизотропия зернограницной энергии и анизотропия скорости роста распространяется до очень высоких температур.

Авторы благодарят РФФИ за финансовую поддержку направления исследований в рамках проекта РФФИ – НННО 06 02 04015.

Список используемой литературы

1. C.Herring, Phys.Rev. 82 (1951) 87.
2. B.Straumal, V.Suraeva, L.S Shvindlerman, Phys.Met.Metall.Vol.49,102-107,1980.
3. W.K. Burton, N. Cabrera, F.C. Frank: Phil. Trans. Roy. Soc. A243 (1951) 299.
4. S. Balibar, B. Castaing: Surf. Sci. Rep. 5 (1985) 87.
5. A.F. Andreev: Sov. Phys. JETP 53 (1981) 1063.
6. C. Jayaprakash, W.F. Saam, S. Teitel: Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 2017.
7. B.B. Straumal, S.A. Polyakov, E. Bischoff, W. Gust, E.J. Mittemeijer: Interf. Sci. 9 (2001) 287.
8. B.B. Straumal, E. Rabkin, V.G. Sursaeва, A.S. Gornakova: Zt. Metallkd. 96 (2005) 161.

РОЛЬ ГРАНИЦ ЗЁРЕН И ТРОЙНЫХ СТЫКОВ В ХОДЕ РОСТА ЗЁРЕН В ДВУМЕРНОЙ ФОЛЬГЕ АЛЮМИНИЯ

Сурсаева В. Г., Пьяцоло С.*, Митрофанова В. К.

Институт физики твёрдого тела РАН, Черноголовка,

** Факультет науки о земле, Университет Ливерпуля, Великобритания*

Введение

Границы зёрен являются важнейшими элементами микроструктуры. Одно из главных свойств границы – её подвижность. Точка соединения трёх границ называется тройным стыком. На самом деле это три тройных стыка. В каком направлении будет перемещаться тройная точка зависит, от кинетических свойств составляющих её границ и от геометрии тройных стыков. Кинетические свойства индивидуальных границ довольно детально изучены. Цель работы – экспериментально исследовать топологические изменения в микроструктуре двумерных алюминиевых фольг в процессе отжига и показать, какова роль границ зёрен и тройных стыков в формировании микроструктуры.

Эксперимент

В эксперименте мы использовали двумерную, так называемую, паркетную структуру алюминиевой фольги, основным достоинством которой является то, что мы имеем информацию с поверхности образца обо всех зёрнах, границах и тройных стыках. Для получения двумерной фольги использовался чистый Al с 0,001 вес.% Mg. Mg необходим для стабилизации и сохранения паркетной зернограницной структуры. Для её создания деформированные прокаткой образцы отжигались в течение 20 мин. при 560 °C. Отжиг образцов при постоянной температуре проводился in-situ в сканирующем электронном микроскопе SEM–CamScanX500 Crystal Probe с эмиссионной пушкой новой конструкции, которая удовлетворяет геометрическим требованиям EBSD анализа (большого угла между пучком и поверхностью образца) и устраняет трудности в устройстве печи и её работе из-за расположения печи в горизонтальной плоскости [1]. Данные EBSD получают при перемещении пучка между анализируемыми точками образца на фиксируемое расстояние. Данные используются доступной на коммерческой основе компьютерной программой Channel 5, снабжённой HKL Technology (Denmark). Условия анализа: 50 нА ток пучка, 5 Kikuchi линий. Размер шагов менялся при предварительном просмотре в интервале 5÷6 мк и выбранном месте в процессе отжига в интервале 6÷7 мк. Точность определения угла разориентации < 1°. Средняя доля проиндексированных EBSD картин менялась между 75 и 90%, большинство непроиндексированных точек находились непосредственно на границах зёрен. После индексирования большой области образца ~ 10 мм² образец нагревался до нужной температуры $T_{\max}$ 480±20°C и 500±20°C в течение 10÷12 мин. $T_{\max}$ поддерживалась в течение $t_{\text{heat}} = 50$ и 60 мин. Выбранная область ~ 1 мм² кристаллографически расшифровывалась в течение каждых 10 мин при температуре образца в печи $T_{\max}$. Затем образцы охлаждались и та же область, которая анализировалась перед нагревом, анализировалась вновь после нагрева. In-situ нагрев и одновременный EBSD анализ даёт нам уникальную возможность оценить непосредственно влияние характеристик границ зёрен и тройных стыков на рост зёрен. Мы решили разбить наблюдаемые стыки на классы. Для классификации мы использовали два критерия: (а) геометрию стыка и (б) величину угла разориентации границ в тройном стыке. Мы различали по форме три типа тройных стыков: T_c (изогнутые границы в тройном стыке) – третье зерно ог-

раничено вогнутыми границами, T_p (выпуклые границы в тройном стыке образуют остроконечный стык) – третье зерно ограничено выпуклыми границами, и T_s – все три границы в стыке прямолинейные (рис.2.) Мы оценивали прямолинейность границы в соответствии с параметром β , определяемом в работе [2]. Эти три типа тройных стыков T_p , T_c и T_s , в свою очередь, делятся на 6 категорий в зависимости от числа и расположения большеугловых границ (h) по отношению к малоугловым границам (s) (рис. 3). Мы определяли границу зерна как больше- или малоугловую в зависимости от угла разориентации между зёрнами α : $>15^\circ$ или $<15^\circ$.

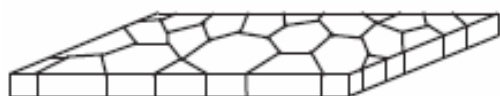


Рис.1. Схематическое изображение паркетной структуры 2D фольги

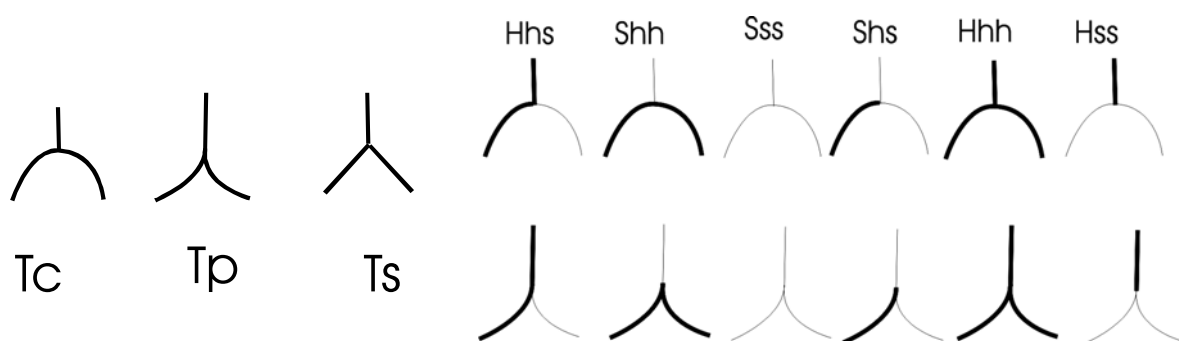


Рис. 2 и 3. Классификация геометрических типов тройных стыков, используемая в данной работе; T_c – вогнутый с тупой вершиной, T_p – выпуклый с острой вершиной, T_s – в вершине сходятся прямолинейные границы; толстые и тонкие линии представляют больше угловые границы ($\alpha > 15^\circ$) и малоугловые ($\alpha < 15^\circ$) границы, соответственно.

Результаты

- 1) Обнаружено наличие неоднородности эволюции микроструктуры в пространстве и времени: в данный момент времени существуют области значительных и малых изменений микроструктуры. Это означает, что в любой момент времени тройные стыки могут перемещаться значительно быстрее (в этом месте зёрна могут исчезать), чем во всём образце. В то же самое время существуют области, где тройные стыки перемещаются со скоростью, сравнимой со скоростью во всём образце. Мы наблюдаем движение тройных стыков, которое опосредовано связано с исчезновением зёрен. Кроме того, существуют области, где тройные стыки не перемещаются совсем.
- 2) Наблюдается заметный рост прямолинейных границ в ходе роста зёрен. Мы анализировали эволюцию тройных стыков в ходе нагрева, исследуя как поведение отдельных тройных стыков, так и большого числа тройных стыков. Мы также сфокусировали своё внимание на анализе поведения тройных стыков в областях, где присутствует значительные изменения в микроструктуре, но нет исчезновения зёрен. Это гарантирует, что мы отслеживаем эволюцию индивидуального тройного стыка в ходе роста зёрен. Надо особенно отметить, что области высокой и низкой активности изменения микроструктуры представлены бесспорно различными распределениями по типам тройных стыков (табл. 1).

Т а б л и ц а 1. Распределение тройных стыков.

Тип тройных стыков	Доля тройных стыков в области значительных изменений микроструктуры	Доля тройных стыков в области малых изменений микроструктуры
T_c	0,35	0,26
T_p	0,40	0,36
T_s	0,25	0,38

- 3) В областях низкой активности, типы тройных стыков, определяющие изменение микроструктуры, значительно меняются с ростом зёрен. Анализ показывает, со временем отжига превышение T_c и T_p снижается, а относительное количество T_s растёт. Оценка того, какие тройные стыки изменяют свою геометрию в ходе отжига даёт, что 10% от T_p превращается в T_s , в тоже время только 5% от T_c превращается в T_s . Не только относительное количество основных типов тройных стыков меняется с ростом зёрен, но также меняется относительное количество тройных стыков, составленных из различных типов границ зёрен. Анализ тройных стыков по объёму образца показывает, что такие типы тройных стыков как sss, hhh и hhs наиболее представлены в микроструктуре, shh – менее представлены, в то время таких стыков как hss и shs совсем мало. Кроме того, в течение отжига мы также наблюдаем относительный рост sss и уменьшение hhh типов тройных стыков. Если мы посмотрим на индивидуальные тройные стыки с точки зрения геометрии, T_c демонстрирует резко отличную картину. Теперь hhh, sss, hhs, hss и shs показывают снижение в течение отжига. Наблюдается резкое увеличение типа shh и снижение hhh. Подобное уменьшение типа hhh в ходе отжига наблюдается для T_p в то время как T_s демонстрируют увеличение. Для T_p наблюдается необычно низкое превышение типа shh.

Выводы

Отжиги in-situ совместно с анализом дифракции отражённых электронов на Al фольгах показали, что (а) существует явное непостоянство во времени и неоднородность в пространстве движения тройных стыков, (б) границы зёрен в процессе отжига спрямляются. Анализ тройных стыков с геометрической точки зрения показал, что значительное число тройных стыков меняют геометрию в ходе роста зёрен стремясь к образованию стыка с прямыми границами. Это явление мы рассматриваем как указание на тормозящее влияние тройных стыков. Детальный анализ тройных стыков показал, что тормозящее влияние T_p выше, чем T_c . Более того, тройные стыки с тремя малоугловыми границами исключительно стабильны, в то время как тройные стыки хотя бы с двумя большеугловыми границами нестабильны и стремятся исчезнуть в ходе роста зёрен. Это может быть непосредственным влиянием более высокой подвижности и(или) поверхностного натяжения большеугловых границ по сравнению с малоугловыми границами.

Авторы благодарят Российский Фонд Фундаментальных исследований за финансовую поддержку направления исследований в рамках проекта РФФИ – НННО 05 02 04017.

Список используемой литературы

1. G.G.E. Seward, D.J. Prior, J. Wheeler, S. Celotto, D.J.M. Halliday, R.S. Paden, M.R. Tye: Scanning 24 (2002) 232.J
2. G.Gottstein, Y. Ma, L. S. Shvindlerman: Acta Mater. 53 (2005) 1535.

**ДИНАМИЧЕСКОЕ ДЕФОРМИРОВАНИЕ МЕДИ С ЦЕЛЬЮ ПОЛУЧЕНИЯ
УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТОЙ СТРУКТУРЫ**

**Хомская И. В., Зельдович В. И., Шорохов Е. В. *,
Фролова Н. Ю., Жгилев И. Н. *, Хейфец А. Э.**

*Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург,
khomskaia@imp.uran.ru
Российский Федеральный ядерный центр–ВНИИТФ, Снежинск,
shor@gdd.chel.su*

Создание нанокристаллических структур в металлических материалах – одно из актуальных направлений современного материаловедения. Ультрамелкозернистые материалы с высокими механическими свойствами являются перспективными конструкционными и функциональными материалами нового поколения металлов и сплавов [1, 2]. Одним из методов получения нанокристаллических структур является интенсивная пластическая деформация. Для проведения такой деформации в массивных металлических материалах используют метод равноканального углового прессования [1-5]. Этот метод был разработан В.М. Сегалом с сотрудниками [3] и заключался в многократном продавливании заготовки в специальной оснастке через два канала, пересекающихся обычно под углом 90° . Возможность получения ультрамелкозернистых металлов и сплавов этим методом была осуществлена ~15 лет назад [4]. В последние годы исследуются возможности применения равноканального углового прессования не только для получения однородных ультрамикродисперсных микроструктур, но и для получения дисперсных структур в малопластичных и трудно деформируемых металлах и сплавах [5]. В РФЯЦ-ВНИИТФ был предложен метод канально-углового прессования в его динамическом варианте, с использованием энергии взрывчатых веществ [6,7]. Одним из преимуществ этого метода является кратковременность его проведения.

В настоящей работе были изучены структурные изменения в образцах меди марки М1, подвергнутых динамическому канально-угловому прессованию. Для деформации образцов вместо дорогого прессового оборудования, применяемого при равноканальном угловом прессовании, использовалась энергия пороховых газов. Образцы с помощью пушки разгонялись до скоростей 150–500 м/с. Затем направлялись в матрицу. Матрица содержала два-три канала, пересекающиеся под углом 90° . Поперечное сечение каналов последовательно уменьшалось. Материал деформировался со скоростью $\sim 10^5 \text{ с}^{-1}$ при давлении 3–7 ГПа. Медные заготовки диаметром 16 и 14 мм и длиной 50 и 65 мм, соответственно, продавливали через два-три канала за один-два прохода. В первом и втором эксперименте диаметр первого канала составлял 16 мм, второго – 14 мм. В третьем эксперименте диаметр первого канала был –14 мм, второго – 10 мм, третий канал имел поперечное сечение 8х8 мм.

Методами металлографии и дифракционной электронной микроскопии была исследована микроструктура меди, формирующаяся при последовательном прохождении каналов, что соответствовало увеличению степени деформации. В исходном состоянии медь имела полиэдрическую структуру со средним размером зерен ~100 мкм. 1-й образец, подвергнутый динамическому прессованию в один проход, прошел 1-й канал и располагается полностью во 2-м канале (рис.1а). 2-й образец после прессования в два прохода состоит из двух частей: небольшая часть образца (~1/7) располагается в 1-м канале, остальной образец – во 2-м канале (рис.1б). Схемы структурных из-

менений в образцах представлены на рис.1, стрелками указаны направления течения в разных участках образцов.

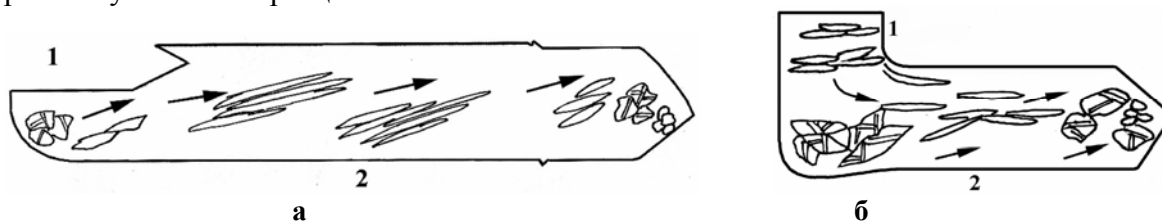


Рис.1. Схемы поперечных сечений образцов после динамического канально-углового прессования через два канала в один (а) и два (б) прохода.

Металлографическое исследование показало, что структура основной части 1-го образца волокнистая и состоит из зерен удлинённой, вытянутой формы (рис.2а). Степень деформации в этой части $\sim 60\%$. В основной части 2-го образца волокнистая структура, которая была создана при первом проходе второго канала, при втором проходе претерпевает существенные изменения. Значительно увеличивается длина и уменьшается толщина волокон (см. рис.2а и рис.2б), степень деформации достигает $\sim 80\%$. В 1-м образце угол между направлением волокон и продольной осью образца составляет $\sim 30^\circ$ (рис.1а), во 2-м образце направление течения располагается под различными углами к оси образца (рис.1б). 3-й образец подвергали динамическому прессованию через 3 канала в 1 проход. После нагружения образец состоит из трех частей, каждая из которых располагается, соответственно, в одном из трех каналов.

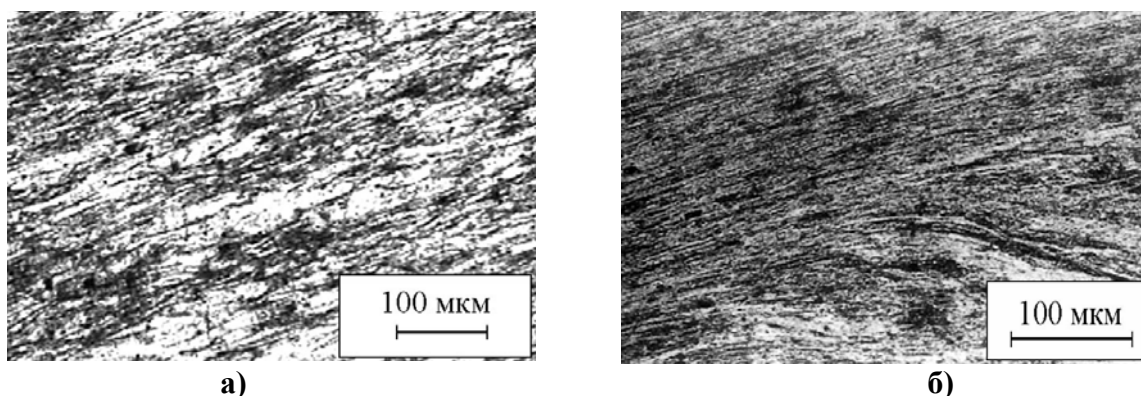


Рис. 2. Волокнистая структура меди в центральной части первого (а) и второго (б) образца после прессования в один и два прохода, соответственно.

В процессе прессования микроструктура меди изменялась под действием высокоскоростной деформации и одновременного повышения температуры. Электронно-микроскопический анализ показал, что в отдельных участках образцов наблюдали начальные стадии образования ячеистой (размер ячеек от 0,2 до 0,5 мкм) дислокационной структуры, сформированной под действием высокоскоростной деформации. Кроме того, обнаружили двойники деформации толщиной 0,02–0,1 мкм с фрагментированной внутренней структурой, возникновение которой обусловлено действием высоких локальных напряжений. В некоторых областях наблюдали структуры полигонизации (рис.3а) с неравноосными субзернами (0,2–0,5 мкм), имеющими повышенную плотность дислокаций. Эти наблюдения свидетельствуют о динамическом характере полигонизации, то есть при формировании границ субзерен в условиях повышения температуры одновременно происходила дальнейшая деформация субзерен. В участках образцов, располагающихся на переходе из одного канала в другой, и в отдельных областях в начале образцов, из-за локализации деформации и повышения температуры возникали новые рекристаллизованные зерна размером 0,1–0,5 мкм (рис.3б).

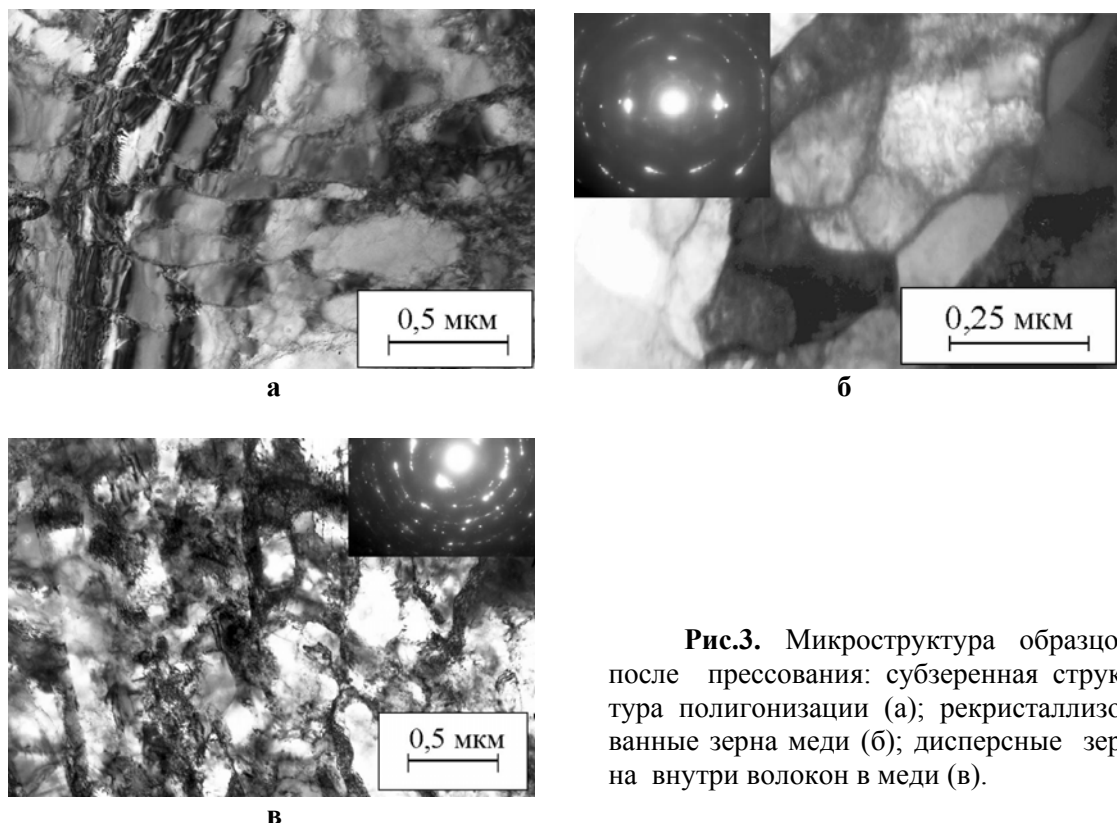


Рис.3. Микроструктура образцов после прессования: субзеренная структура полигонизации (а); рекристаллизованные зерна меди (б); дисперсные зерна внутри волокон в меди (в).

В некоторых зонах образцов наблюдали области локализованного течения и участки с элементами турбулентного (вихревого) течения (рис.2б). В основной части 2-го образца, прошедшего два прохода внутри тонких волокон (рис.2б), методами дифракционного и темнопольного анализа обнаружили структуру, состоящую из субмикродисперсных (30–100 нм) зерен (рис.3в). Таким образом, динамическое канально-угловое прессование может быть использовано в качестве метода интенсивной пластической деформации, сопровождающейся значительным измельчением структуры, вплоть до получения нанокристаллического состояния.

Работа выполнена по программе Президиума РАН «Исследование вещества в экстремальных условиях», подпрограмма 1 «Физика экстремального состояния вещества» и при финансовой поддержке гранта НШ-5965.2006.3.

Список литературы

1. Валиев Р.З., Александров И.В. Наноструктурные материалы, полученные интенсивной пластической деформацией. Москва – Логос, 2000. 272 с.
2. Langdon T.C., Furukawa M., Nemoto M., Horita Z. // JOM. 2000. V.52 (4). P.30.
3. Сегал В.М., Резников В.И., Дробышевский А.Е., Копылов В.И. // Изв. АН СССР, Металлы. 1981. №1. С.115.
4. Ахмадеев Н.А., Валиев Р.З., Копылов В.И., Мулюков Р.Р. // Металлы. 1992. №5. С.96.
5. Валиев Р.З. // Металлы. 2004. №1. С.15.
6. Шорохов Е.В., Жгилев И.Н., Валиев Р.З. Способ динамической обработки материалов: Патент № 2283717. РФ // Бюллетень изобретений 2006. №26
7. Shorokhov E.V., Zhgiliev I. N., Gunderov D.V., Gurov A.A. //Proc. Intern. Conference “Shock waves in condensed matter”, St. Petersburg, 3-8 September, 2006. P. 281.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЕФОРМАЦИОННОГО АЛЮМИНИЯ

Савенко В. С., Троицкий О. А.

УО «Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина»,

Беларусь, savenko-vl@rambler.ru.

Институт машиностроения РАН им. А.А. Благонравова, Москва

Металлы деформируются за счет рождения и перемещения дислокации или подвижных линейных дефектов кристаллической решетки. Изменяя состояние электронной подсистемы металла, воздействуя на него электромагнитным полем, можно активно влиять на условие движения дислокации, тем самым, меняя служебные характеристики материала. Использование тока высокой плотности в зоне деформации технически важных электропроводящих материалов позволяет интенсифицировать процесс обработки их давлением.

Алюминиевая катанка марки АКЛП-5 ПТ полутвердая ГОСТ 13843 с максимальным сечением 196 мм^2 ($d = 14 \text{ мм}$) подвергалась электропластическому волочению на волочильном станке СМВ-1-9М4. В процессе волочения осуществлялся повод импульсного тока к алюминиевой проволоке для каждой волоки, установленной на волочильном стане, согласно технологическому маршруту волочения (максимальное количество волок – 9). Подводимая электроэнергия осуществлялась генератором импульсного тока мощностью 70 КВт при гарантированной плотности тока на уровне $j = 1 \times 10^3 \text{ А/мм}^2$. Электрическое сопротивление каждого контактного узла электропластического волочения (ЭПВ) при натянутой алюминиевой проволоке не превышало значения $\rho = 0,005 \text{ Ом}$. Применялись следующие режимы волочения: обычное волочение без подвода тока; электропластическое волочение с импульсным током до 1000 А/мм^2 , пропускаемым через зону деформации, при полярности плюс источника тока до зоны деформации; электропластическое волочение с импульсным током до 1000 А/мм^2 , пропускаемым через зону деформации, с полярностью, минус-плюс.

Электрическое сопротивление метровых образцов проволок измерялось по мостовой компенсационной схеме на УПИП-60 М (класс точности 0,1), а удельное электросопротивление рассчитывалось по усредненному диаметру проволоки, измеренному, микрометром (с точностью до 1 мкм). Механические свойства — разрывное усилие и относительное удлинение - измерялись на разрывной машине РМУ - 0,05 с точностью 1% (относительное удлинение определялось на базе 200 мм).

Наложение импульсного тока на зону деформации во время электропластического волочения приводит к изменению деформационных процессов и, как следствие, влияет на физико-механические характеристики материала после деформации. Электропластическое деформирование приводит к изменению пластических свойств материала без заметных изменений прочности. Увеличивается относительное удлинение, число перегибов, незначительно падает временное сопротивление. ЭПВ — процесс приводит к уменьшению удельного сопротивления, что открывает определенные возможности в упрощении процесса изготовления алюминиевой проволоки путем замены обычного волочения электропластическим с исключением из технологического цикла операций промежуточного энергозатратного отжига с улучшенными служебными характеристиками соответствующими ГОСТу.

ФОРМИРОВАНИЕ ГРАДИЕНТНЫХ СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫХ СОСТОЯНИЙ В ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЯХ СТАЛИ ГАДФИЛЬДА ПРИ ТРЕНИИ

Алешина Е. А., Иванов Ю. Ф.^{*}, Колубаев А. В.^{**}, Громов В. Е.

Сибирский государственный индустриальный университет, Новокузнецк,

gromov@physics.sibsiu.ru

^{} Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск,*

yufi@mail2000.ru

*^{**} Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск,*

kav@ms.tsc.ru

Целью настоящих исследований, выполненных путем послойного анализа методами электронной микроскопии, являлось обнаружение закономерностей преобразования дефектной субструктуры стали Гадфильда в условиях сухого трения по схеме «торцевое уплотнение».

Образцы (втулки, изготовленные из стали Г13) имели размеры: внутренний диаметр – 31,1 мм, внешний – 39 мм, высота – 10 мм. Контртелом служил диск из закаленной стали У10 (62 HRC), к поверхности которого втулка прижималась своим торцом. Давление составляло 2 и 4 МПа, скорость скольжения – 10 мин⁻¹, время испытаний – 5 часов.

Выявлено формирование градиентной структуры, выражающейся в закономерном изменении величины микротвердости и степени преобразования дефектной субструктуры стали. Показано, что трение стали при комнатной температуре и заданном интервале нагрузок не приводит к развитию полиморфного превращения γ -железа.

По мере приближения к поверхности трения структура дислокационного хаоса замещается плотными дислокационными сетками. Быстро нарастает скалярная плотность дислокаций. Формируются дальноточные поля напряжений, что выражается в появлении на электронно-микроскопических изображениях структуры стали изгибных экстинкционных контуров.

Деформация стали в условиях сухого трения инициирует процесс микродвойникования. На расстоянии ~200 мкм от поверхности трения наблюдается формирование по двум-трем системам, в основном, одиночных микродвойников. На глубине ~130 мкм и меньше микродвойники образуют пачки, состоящие из некоторого количества (3–8) параллельных друг другу микродвойников. По мере приближения к поверхности трения толщина пачек микродвойников и линейная плотность их расположения в зерне быстро увеличиваются.

Деформация стали сопровождается фрагментацией микродвойников. Особенно ярко данный процесс проявляется при взаимодействии микродвойников двух систем, приводя к формированию фрагментов, размеры которых составляют доли микрометра. Формирование фрагментов, уменьшение их средних размеров по мере приближения к поверхности трения, сопровождаются азимутальным размытием дифракционных пятен. Оценки величины азимутальной составляющей угла полной разориентации, выполненные путем анализа микроэлектроннограмм, показывают, что по мере приближения к поверхности трения данный параметр структуры стали быстро увеличивается.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ЭЛЕКТРОВЗРЫВНОГО ЛЕГИРОВАНИЯ МЕТАЛЛОВ ПРИ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫХ РЕЖИМАХ

Будовских Е. А., Цвиркун О. А., Иванов Ю. Ф., Громов В. Е.

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

Электровзрывное легирование – это способ обработки поверхности гетерогенными плазменными струями, сформированными из продуктов электрического взрыва проводников, который совмещает локальное оплавление поверхности и насыщение ее легирующими добавками с последующей самозакалкой. Химический состав плазменного потока при обработке задается материалом взрываемого проводника. Расширяя технологические возможности способа и диапазон его практических приложений, в область взрыва помещают порошковую навеску какого-либо вещества.

Задача настоящей работы состояла в изучении поверхностных слоев технически чистых железа и никеля как модельных материалов после четырех видов легирования – алитирования и бороалитирования железа, а также меднения и боромеднения поверхности железа и никеля, осуществленных в высокоинтенсивных режимах. В качестве взрываемого по коаксиально-торцевой схеме проводника использовали алюминиевые или медные фольги толщиной 20 или 15 мкм и массой 40 и 100 мг соответственно. При бороалитировании и боромеднении в область взрыва вводили навеску порошка аморфного бора массой 60 мг. Эффективное значение времени обработки полагали равным 100 мкс. При этом поглощаемая плотность мощности на оси струи была оценена равной $6,0 \text{ ГВт/м}^2$, а давление в ударно-сжатом слое, образующимся вблизи облучаемой поверхности, – 14,2 МПа. Глубина модифицированных слоев достигала 20–25 мкм, площадь зоны легирования – 10 см^2 .

Методами сканирующей и дифракционной электронной микроскопии тонких фольг проведены исследования рельефа поверхности, строения и структурно-фазовых состояний зоны легирования. Установлено, что вследствие перегрева и последующего вскипания расплава на внешней поверхности зоны легирования образуются поры. Механическое взаимодействие с расплавом конденсированных частиц струи вызывает появление на поверхности участков с развитой морфологией рельефа. Показано, что содержание легирующих элементов и синтезированных фаз с глубиной уменьшается. При меднении это выражено более сильно, чем при алитировании. При однокомпонентном легировании градиент структурно-фазовых состояний по глубине больше, чем при двухкомпонентном легировании. Рассмотрены особенности трех характерных слоев: тонкого поверхностного слоя синтезированных фаз с нанокомпозитной структурой, промежуточного слоя со структурой ячеистой кристаллизацией и приграничного слоя на дне зоны легирования с высокой степенью пластической деформации. В некоторых случаях на границе с основой обнаруживается тонкий слой с нанокристаллической структурой и низкой степенью легирования. Структурные изменения затрагивают также и зону термического влияния, в которой наблюдается высокая скалярная плотность дислокаций.

ВЗАИМОСВЯЗЬ СТРУКТУРЫ И ХАРАКТЕРА РАЗРУШЕНИЯ ТЕРМОУПРОЧНЕННОЙ АРМАТУРЫ БОЛЬШОГО ДИАМЕТРА

Ефимов О. Ю., Иванов Ю. Ф.*, Громов В. Е.**, Коновалов С. В.**,
Чинокалов В. Я., Козлов Э. В.*

ОАО «Западно-Сибирский металлургический комбинат», Новокузнецк,
chinokalov_vy@zsmk.ru

* Томский государственный архитектурно-строительный университет, Томск,
yufi@mail2000.ru

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

В последнее время для повышения функциональных свойств строительной арматуры из низколегированных малоуглеродистых сталей применяется технология прерывистой закалки, заключающаяся в принудительном охлаждении горячекатанной арматуры.

Методами оптической, просвечивающей дифракционной и сканирующей электронной микроскопии установлена взаимосвязь между структурой и характером разрушения арматуры из стали 18Г2С диаметром 50 мм, подвергнутой закалке в потоке прокатного стана.

В результате прерывистой закалки в арматуре формируется структурно-фазовая неоднородность, которая в поперечном сечении проявляется в виде трех концентрических зон различной травимости.

В поверхностном слое формируется преимущественно структура мартенсита отпуска. Структурно-фазовое состояние переходного слоя имеет более сложное строение и представлено субзернами и зернами феррита изотропной и анизотропной форм, зернами перлита пластинчатой морфологии и «псевдоперлита», кристаллами бейнита, пластинами видманштеттова феррита, относительное содержание которых существенным образом зависит от расстояния анализируемого слоя до поверхности арматурного стержня. Центральная зона сформирована преимущественно зернами структурно свободного феррита и зернами перлита пластинчатой морфологии.

Установлено, что, независимо от расстояния до центра прутка, излом стали имеет преимущественно ямочное строение; в значительно меньших случаях выявляется расслоение материала. Присутствие ямочной (чашечной) фрактуры указывает на вязкий механизм разрушения арматурного стержня. Фрактура расслоения свидетельствует о наличии промежуточного (между квазисколом и вязким) механизма разрушения. Расслоению предшествует значительная пластическая деформация вытянутых вдоль оси слоев металла и образование продольных трещин расслоя наряду с ямками отрыва, указывающее на вязкий характер разрушения материала.

ИЗМЕНЕНИЕ МОРФОЛОГИЙ α -ФАЗЫ ПРИ РАЗНОЙ СКОРОСТИ ЗАКАЛКИ

Тихонькова О. В., Попова Н. А.* , Козлов Э. В.* , Громов В. Е.

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

** Томский государственный архитектурно строительный университет,*
Томск,
kozlov@tsuab.ru

Целью настоящей работы явилось количественное исследование влияния скорости закалки на морфологию α -фазы в литой конструкционной среднелегированной стали 30ХНЗМФА. Образцы, имеющие форму слитков размером 80×80×260 мм, подвергались предварительной термической обработке: гомогенизация 1125 °С, 13 часов, нормализация 980 °С, 10 часов и высокий отпуск 660 °С, 10 часов с охлаждением на воздухе. Затем проводилась закалка от 950 °С (выдержка 5 часов) при двух скоростях охлаждения: 10 °С/мин. (на воздухе) и 100 °С/мин. (в воду).

Проведенные исследования показали, что при обеих скоростях закалки структура матрицы состоит из двух фаз: α - и γ -твердого раствора. Структура α -фазы представляет собой морфологическую смесь пакетного и пластинчатого (низкотемпературного и высокотемпературного) мартенсита. При пониженной скорости закалки присутствует еще и нижний бейнит. Объемная доля нижнего бейнита в закаленной на воздухе стали составляет 10% от доли α -фазы. В закаленной в воду стали бейнит отсутствует.

В структуре матрицы исследуемой стали присутствует γ -фаза, или остаточный аустенит, образовавшийся в результате неполного мартенситного превращения при закалке стали. Кристаллические решетки α - и γ -фаз связаны ориентационным соотношением Курдюмова–Закса. Остаточный аустенит независимо от скорости закалки присутствует преимущественно на границах мартенситных кристаллов в виде длинных тонких прослоек. Размер прослоек и количество γ -фазы, в целом по материалу, с ростом скорости закалки убывают. Однако влияние скорости закалки на расположение и объемную долю остаточного аустенита в различных структурных составляющих α -фазы различно. Так, при повышенной скорости закалки в пластинчатом высокотемпературном мартенсите $\gamma \rightarrow \alpha$ превращение проходит более полно. Остаточный аустенит в пакетном бейните отсутствует. Это свидетельствует о том, что $\gamma \rightarrow \alpha$ превращение в нем прошло практически полностью. В пакетном мартенсите $\gamma \rightarrow \alpha$ превращение развито недостаточно, поэтому пакетный мартенсит и содержит самое большое количество остаточного аустенита.

СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЯХ ЗАКАЛЕННОЙ СТАЛИ ПОСЛЕ ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВОЙ ОБРАБОТКИ

Целлермаер И. Б., Иванов Ю. Ф.*, Коновалов С. В.,
Громов В. Е., Малиновская В. А.*

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

** Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск,*
yufi@mail2000.ru

Широкие пределы изменения длительности импульса и энергии электронов в сочетании с практически полным поглощением электронов и объемным характером выделения энергии делают импульсные электронные пучки уникальным и высокоэффективным инструментом как для исследований физики формирования неравновесных структурно-фазовых состояний в твердом теле, так и для целенаправленной модификации структуры и свойств металлических материалов с целью улучшения эксплуатационных характеристик изделий.

В настоящей работе выполнены электронно-микроскопические исследования слоя закалённой стали 65Г толщиной ~ 1 мкм, прилегающего к поверхности облучения.

После электронно-пучковой обработки основной фазой поверхностного слоя является α -фаза. В незначительном количестве присутствует γ -фаза и цементит. Размер зерен изменяется в довольно широких пределах 0,3–30 мкм. Зерна микронных размеров содержат мартенсит пластинчатой и пакетной морфологии; с ростом размера зерен от 1 до 1 мкм поперечные размеры кристаллов мартенсита слабо растут от 75 до 150 нм. В зернах субмикронных размеров ($< 0,5$ мкм) с ярко выраженной геометрической формой в большинстве случаев кристаллов мартенсита не содержится. Вдоль границ зерен отмечается наличие протяженных прослоек, являющихся на основании микродифракционного анализа кристаллами α -мартенсита. Можно считать, что появление приграничных прослоек α -фазы обязано мартенситному $\gamma \rightarrow \alpha$ превращению остаточного аустенита под действием перераспределения упругих напряжений в процессе приготовления фольги.

В зернах микронных размеров скалярная плотность дислокаций в сетчатой субструктуре пакетного мартенсита составляет $\sim 10^{11}$ см⁻². Такая же величина плотности обнаруживается и в зернах субмикронных размеров, где кристаллов мартенсита нет, что позволяет предложить формирование этих зерен по мартенситному механизму (безструктурный мартенсит).

Высокоскоростная закалка из жидкого состояния при электронно-пучковой обработке, переводит ОЦК решетку железа в ОЦТ состояние, что фиксируется по расщеплению соответствующих рефлексов микроэлектроннограмм и позволяет, оценить концентрацию углерода. Оказалось, что в твердом растворе полученной закалочной структуры концентрация углерода соответствует химическому составу ($\sim 0,63$ вес.%).

ОСОБЕННОСТИ СТРОЕНИЯ И ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУЧЕНИЯ ХИМИКО-МЕТАЛЛУРГИЧЕСКИМ МЕТОДОМ НАНОЧАСТИЦ МЕДИ

Волкогон Г. Н., Арсентьев А. А.*, Сухарева Е. А.***, Арсентьева И. П.***

ФГУП Государственное научно-производственное предприятие «Темп», Москва,

** ООО Уралметпром, Москва,*

**** Московский государственный открытый университет, МОСКВА*

arsentyeva_i@msou.ru

В настоящее время химико-металлургический метод является наиболее эффективным для получения ультрадисперсных (УД) металлических порошков железа, меди, никеля, вольфрама и сплавов на их основе в промышленных масштабах. Метод является многостадийным и включает следующие операции: получение гидроксидов металлов в УД состоянии путем осаждения их из растворов соответствующих солей щелочью, диафильтрацию полученной суспензии, дегидратацию гидроксидов, низкотемпературное восстановление их в среде водорода до металлического УД состояния с последующей пассивацией порошка азотом.

На каждом этапе получения нанопорошков важно подобрать оптимальные технологические параметры с учетом особенностей получения необходимой дисперсности и морфологических характеристик нанопорошков. Немаловажным фактором является и вопрос возможности управления свойствами продуктов.

В данной работе представлены результаты комплексных исследований особенностей технологического процесса получения нанопорошков меди промышленным методом.

На этапе получения гидроксида меди важной задачей является учет особенностей технологии, способствующих созданию условий протекания процесса осаждения в «режиме зародышеобразования», при котором скорость возникновения новой фазы превышает скорость ее роста.

При осаждении гидроксида меди исследовалось влияние: природы используемых солей (хлориды, сульфиды), температуры раствора, введения различного количества реагента против стехиометрического состава, порядка ввода растворов, условий перемешивания раствора и др. Все вышеперечисленные факторы не дали ощутимых результатов по улучшению качества наночастиц гидроксида.

Установлено, что основным параметром, регулирующим дисперсность продукта, оказался фактор образования пересыщенного раствора с постоянной цикличностью пересыщения. Пересыщение достигается путем цикличности колебания рН суспензии. С этой целью в полученную суспензию с рН 8,0 прерывисто подается раствор щелочи так, чтобы рН раствора колебался в пределах 12,1–12,8. При больших значениях рН приготовление гидроксида меди протекает в «режиме зародышеобразования», где скорость зародышеобразования новой фазы превышает скорость роста кристаллов. При низких значениях рН приготовление идет «в режиме роста», где скорость зародышеобразования уступает скорости роста кристаллов.

Таким образом, существенной технологической особенностью получения ультрадисперсной фракции гидроксида меди является достижение неравновесного состояния суспензии, которая ведет к тому, что реакционная суспензия стремится к равновесному состоянию насыщения. В этом случае складываются оптимальные условия получения новой фазы в ультрадисперсном состоянии.

Практикой установлено, что при дегидратации гидроксида меди полученные результаты достигаются при использовании сушильного агрегата модели RS-20, производительность которого по готовому продукту 3,5–8,5 кг/ч, массовая доля вла-

ги в готовом продукте не более 3%. Очевидно, при сушке гидроксида протекает два противоположных процесса: разрушение агломератов образовавшихся частиц и, наоборот, частичное их спекание за счет температурного воздействия. Превалирующим фактором является второй, поэтому снижение температуры сушки приводит к сохранению УД состояния конечного продукта.

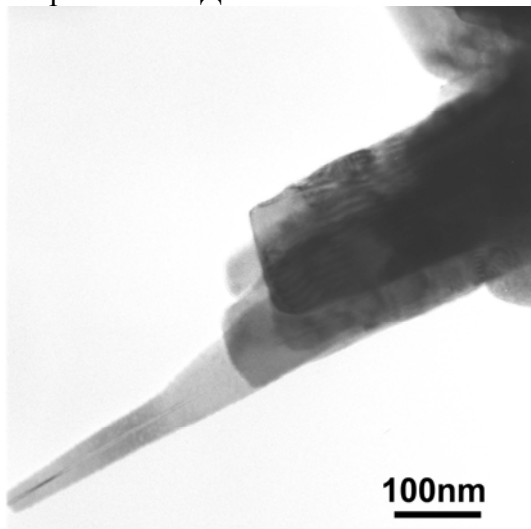


Рис. 1. ПЭМ изображение наночастиц CuO

Гидроксиды меди на воздухе нестабильны и превращаются в наночастицы оксида меди, имеющие форму плоских нитевидных кристаллов (рис. 1).

Заключительный этап – восстановление оксида меди до металлического УД состояния в водороде – выполнялся в электрической печи барабанного типа. Основная концепция работы печи – это непрерывный режим работы в автоматическом цикле. Печь должна быть снабжена регулировкой температуры до 1000 °С, наклона барабана в пределах от 0 до 3 градусов и скорости оборотов от 1 до 5 в минуту. Из-за постоянного перемешивания УД материала все его частицы получают возможность вступать в контакт с восстановительным газом (H_2), точка росы кото-

рого находится на более низком уровне, чем в нижних слоях статической засыпки при обычном способе восстановления.

Таким образом, в печи барабанного типа обеспечиваются все условия для получения нанопорошков меди за счет медленного перемещения материала вдоль печи с одновременным интенсивным перемешиванием, медленным подъемом температуры по четырем зонам и регулированием подачи восстановителя. Существенной особенностью стабильной работы процесса восстановления является равномерная подача исходного материала и подбор оптимального сочетания температур по зонам печи.

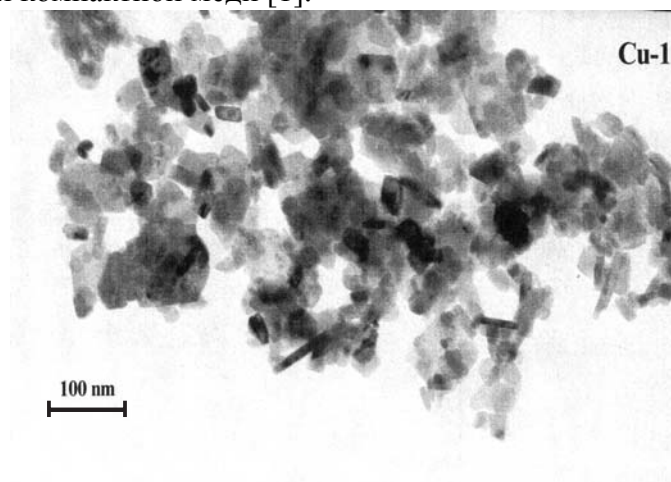
В промышленных условиях было установлено, что высококачественные УД порошки меди получаются при температуре в 4-й зоне восстановления 180–190 °С, времени выдержки 10–15 мин, подачи увеличенной дозы водорода до 6–8 м³/ч, что способствует получению наночастиц меди с удельной поверхностью более 26 м²/г и производительностью 1 кг/ч (рис.2 а, б).

Далее полученный УДП меди поступает через шлюз во второй барабан, где по принципу противотока осуществляется его пассивация в среде чистого азота со строго регламентируемым содержанием кислорода (0,5%). Благодаря этому, достигается стабилизация порошка за счет покрытия НЧ меди нанометровым (5нм) слоем оксидов меди.

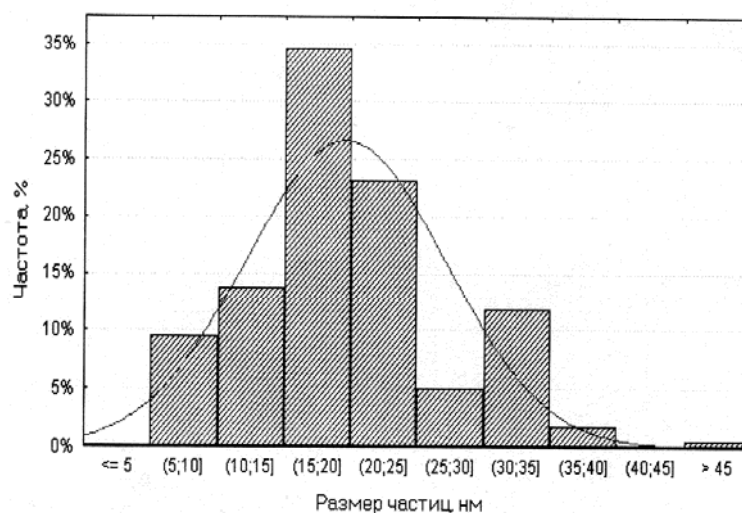
Как показала ПЭМ, после восстановления гидроксидов меди при 190 °С в водороде в течение 2-х часов НЧ меди имели сильно усеченную по оси Z форму, либо с правильной огранкой, либо без нее. ПЭМ изображения наночастиц CuO с $S_{уд} = 46$ м²/г и Cu с $S_{уд} = 96,01$ м²/г были получены из одной партии, поэтому можно с уверенностью утверждать, что в одной НЧ оксида меди CuO в виде тонкой иглы формируется множество зародышей НЧ меди, т.к. длина игл достигала тысяч нанометров, а средний размер НЧ меди составлял $\langle D \rangle_{нм} = 19,3 \pm 0,37$ нм (рис. 2 а,б).

Содержание кислорода в УДП меди составляло 9,8 масс.%, и весь он был связан в оксидные пленки, покрывающие НЧ сплошным слоем. Рентгеноструктурный анализ (РСА) показал присутствие двух фаз CuO и Cu. Размер областей когерент-

ного рассеяния (ОКР), установленный РСА по методике Селеванова–Смыслова, составлял $\langle \text{ДОКР} \rangle 18$ нм, что практически совпало со средним размером НЧ меди, определенным с помощью ПЭМ. Обычно для НЧ $\langle \text{ДОКР} \rangle$ в 1, 5–3 раза оказывается меньшим $\langle \text{ДПЭМ} \rangle$. В данном случае их совпадение объясняется малостью размеров НЧ меди и отсутствием в них двойников, которые разбивают НЧ до состояния, как бы, «поличастицы». Практически совпал и характер распределения по размерам $\langle \text{ДПЭМ} \rangle$ и $\langle \text{ДОКР} \rangle$. Параметр решетки НЧ меди составлял $a = 0,36099$ нм, что оказалось ниже, чем для компактной меди [1].



(а)



Среднее = 19,53880 нм; min = 7,600000 нм; max = 45,60000 нм;
стандартная ошибка = 0,375567 нм

(б)

Рис. 2. ПЭМ изображение наночастиц (а) - Cu, (б) – гистограмма распределения НЧ Cu по размерам.

Таким образом, с учетом установленных особенностей технологии химико-металлургического метода, используя в качестве исходных материалов хлорид меди ($\text{CuCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$) и порошок гидроксида натрия (NaOH) в условиях ОАО «Инвест Технология» был получен высококачественный УДП меди.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 07 – 08 - 00376А.

1. Арсентьева И., Ушаков Б., Арсентьев А., Захаров Н., Дзидзигури Э., Фолманис Г., Павлов Г., Ультрадисперсные порошки// Национальная металлургия, 2002, № 4, с. 66-71.

РОЛЬ МЕЖФАЗНЫХ ГРАНИЦ ПРИ ПОЛУЧЕНИИ И КОНСОЛИДАЦИИ НАНОЧАСТИЦ МЕТАЛЛОВ

Арсентьева И. П.

Московский государственный открытый университет
arsentyeva_i@msou.ru

Формирование наночастиц (НЧ) металлов (Me) включает в себя процессы зарождения и роста зародышей с последующим взаимодействием их поверхности со средой. В результате последнего, а также проведения пассивации после получения НЧ, на их поверхности образуется оксидная пленка MeO и, соответственно, формируется межфазная граница (МФГ) – MeO–Me. Так, например, при получении химико-металлургическим методом биологически-активных НЧ железа, оксидный слой состоит из трех фаз FeO, Fe₃O₄, Fe₂O₃ и, таким образом, формируются многослойные МФГ.

Роль МФГ MeO–Me при консолидации НЧ Me, включающей прессование и спекание, весьма велика. Так, проведение холодного на воздухе прессования НЧ никеля, полученных методом испарения–конденсации, способствовало дополнительному окислению НЧ, росту толщины MeO слоя и содержания в нем кислорода. В случае, если оксидные слои, как пленки, заключали в себе группы НЧ металлов, их восстановление в водороде при последующем спекании при ~200 °С способствовало исчезновению МФГ MeO–Me и протеканию процесса коалесценции этих НЧ. В результате после окончательного высокотемпературного (1100 °С, 2 часа) спекания при прессовке формировалась разнотеловая структура, когда наряду с зернами, размером несколько микрон, соседствовали зерна в несколько сот микрон. Рассчитано, что в высокий процент линейной усадки (~50%) вклад явления коалесценции составляет одну треть. Кроме того, чем выше давление прессования, тем выше степень окисленности НЧ Me при прессовании, величина усадки и разнотеловость при спекании, что делает нецелесообразным проведение теплого компактирования НЧ чистых металлов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 06-08-01148).

УДК 621.791.14

СТИМУЛИРУЕМАЯ ТРЕНИЕМ СВАРКА В КОНЦЕПЦИИ ТРИБОЛОГИИ

Барахтин Б. К., Барахтина Н. Н., Осокин Е. П.

ФГУП ЦНИИ КМ «Прометей», С.-Петербург, Россия

Стимулируемая трением сварка (FSW) или сварка трением с перемешиванием – сравнительно молодой и эффективный способ получения неразъемных соединений разнородных металлических материалов. Его технологической основой является цилиндрический профилированный вращающийся стержень (инструмент), который по-

гружается в металл в месте предполагаемого соединения прижатых друг к другу заготовок (рис.1).

В результате трения происходит разогрев заготовок до температур размягчения, но не плавления. Перемещение инструмента вдоль линии контакта инициирует

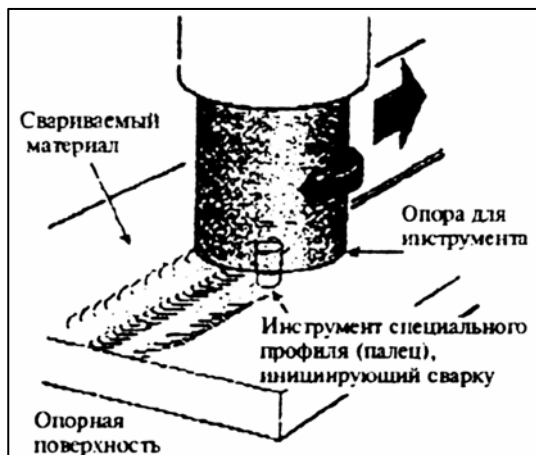


Рис.1. Схема процесса FSW

интенсивное перемешивание металла и формирование сварного шва, который обладает рядом преимуществ по сравнению с традиционной сваркой плавлением [1]. Метод рассматривается как перспективный и интенсивно изучается с привлечением физико-аналитических методов [2]. Однако выводы и технологические рекомендации, к которым приходят авторы, порой противоречивы [3].

По нашему мнению, в практическом применении метода FSW дальнейший прогресс возможен, если в оценке структурно-механического состояния металла перейти от критериев объемной прочности материала к параметрам прочности поверхностных слоев на основе концепций трибологии, в частности, теории безызносного трения. Результаты опубликованных работ, а также собственные данные, полученные методами световой и электронной зондовой микроскопии, о структурных изменениях в зонах FSW высокопрочных алюминиевых листов, подтверждают известные факты образования неоднородной структуры зерен. На шлифах и поверхностях изломов разрушенных образцов в ядре сварного соединения обнаружены признаки перемешивания ультрадисперсных равноосных зерен и фрагментации высокопрочных интерметаллидных фаз. Помимо этого выявлены пленочные

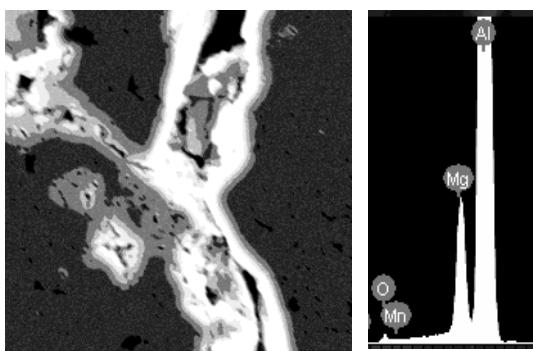


Рис.2. Фрагмент шлифа в ядре FSW (x1000) и рентгеноспектрограмма пленки вторичной структуры (светлый участок)

образования и зафиксирована высокая концентрация кислорода, что является признаком формирования вторичных структур трения как неотъемлемой компоненты безызносного трибоконтакта (рис.2).

Имеющиеся данные позволяют полагать, что оптимальный режим сварки трением с перемешиванием будет соответствовать динамическому балансу в существовании вторичных структур и локальных вспышек схватывания.

Список литературы

1. Стимулируемая трением сварка алюминиевых сплавов. Бюллетень №8 фирмы TWI, 1995 // Технология металлов, 2002.-№5.- с.17-21.
2. Sunggon Lim, Sanghik Kim, Chang-Gil, Sungjoon Kim. Tensile Behavior of Friction-Stir-Welded Al 6061-T651 // Metal.&Mater.Trans. A, 2004.-v.35A.-p.2829-2835.
3. Штрикман М.М., Филатов А.А., Гельман А.А., Бер Л.Б. Особенности формирования соединения из разнородных алюминиевых сплавов Д19 и 1420 при фрикционной сварке линейных швов // Сварочное производство, 2005.-№1.- с.15-21.

ОЦЕНКА РАБОТОСПОСОБНОСТИ ЖАРОПРОЧНЫХ НИКЕЛЕВЫХ СПЛАВОВ ДЛЯ ТУРБИННЫХ ЛОПАТОК ПРИ ДЛИТЕЛЬНОЙ ЭКСПЛУАТАЦИИ

Романов Е. П., Виноградова Н. И., Кочеткова Т. Н., Степанова Н. Н.

ИФМ УрО РАН, Екатеринбург

SNN@imp.uran.ru

Проведен комплексный анализ изменений структуры и фазового состава, возникших в результате длительной эксплуатации турбинных лопаток из среднелегированных никелевых жаропрочных сплавов в условиях Якутской ГРЭС: лопатка (1) – сплав ХН60КМВЮБ (ЭП800), длительность работы 38260 ч (4 года 4,5 мес.; 84 пуска), рабочие температуры 800°C; об. доля упрочняющей γ' -фазы 40 %; лопатка (2) – сплав ХН65ВМТЮ (ЭИ893), лопатка простояла без разрушения 63622 ч (7 лет 3 мес., 250 пусков) при рабочих температурах 750°C; об. доля γ' -фазы 12 %.

В результате многолетней эксплуатации микроструктура турбинных рабочих лопаток претерпела заметные изменения. В пере обеих лопаток развивается пластическая деформация, наблюдается высокая плотность дислокаций. Происходит коагуляция частиц γ' -фазы и увеличение ее объемной доли. Начинается частичное растворение карбидов МС и выделение дисперсных карбидов на основе Cr_{23}C_6 . Все эти процессы проявляются как повышение твердости, которая в различных частях лопатки различна: в пере лопатки твердость на 20 % выше, чем в замковой части. У внешней кромки пера твердость почти на 20 % выше, чем у внутренней кромки. В сплаве ЭП800, разрушившейся при эксплуатации от осколков соседней лопатки после наработки 38 260 ч, отмечена деградация структуры основной упрочняющей γ' -фазы, снижающая прочность изделия. Излом вязкий транскристаллитный.

Для оценки остаточного ресурса сплава ЭИ893, проведены испытания на длительную прочность образцов, вырезанных из пера лопатки (2) после ее эксплуатации в течение 63622 ч, которые показали, что у лопатки сохранился значительный остаточный ресурс. Образцы при 750°C, 250 МПа простояли до разрушения 4250 ч.

Вблизи зоны разрушения в структуре образцов наблюдается высокая плотность дислокаций, формируются субграницы. Происходит дополнительное выделение дисперсных карбидов типа M_{23}C_6 внутри зерна на дефектах структуры, а также рост карбидных фаз типа M_{23}C_6 и M_6C по границам зерен и обогащение их тугоплавкими элементами (W+Mo). Длительное нагружение при высоких температурах приводит к развитию коагуляции частиц упрочняющей γ' -фазы (от 54 нм до 104 нм).

В ходе испытаний разрушение образцов происходит по границам зерен вязко с небольшой составляющей хрупкого долома. Границы в течение длительного времени способны сохранять свою прочность и оказывают сопротивление развитию трещины, но нарастающее обеднение приграничных объемов тугоплавкими элементами приводит к их ослаблению. Разрушению способствует развитие процессов рекристаллизации в приграничных объемах матричного твердого раствора и деградация структуры упрочняющей γ' -фазы.

Работа проводится по целевой программе междисциплинарных проектов, выполняемых в УрО РАН в содружестве с учеными СО РАН.

СТРУКТУРА И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПЛАВА ГЕЙСЛЕРА Ni_2MnGa , ЛЕГИРОВАННОГО ЖЕЛЕЗОМ И ВОЛЬФРАМОМ

Родионов Д. П., Степанова Н. Н., Казанцев В. А., Сазонова В. А.

ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
SNN@imp.uran.ru

Данная работа посвящена изучению структуры и механических свойств сплавов Гейслера Ni_2MnGa , ферромагнетиков, обладающих эффектом памяти формы и допускающих управление этим эффектом с помощью магнитного поля. Сплав Ni_2MnGa является хрупким материалом [1], что препятствует его практическому применению.

В данной работе предпринята попытка изменения механических свойств сплава Ni_2MnGa с помощью легирования. Проведены исследования на двух сериях образцов Ni_2MnGa , легированных железом (0,5 и 1,5 ат. %) и вольфрамом (0,5 и 0,8 ат. %). Возможно образование сплава Гейслера на основе железа Ni_2FeGa . Известно [2], что железо способно улучшать механические свойства Ni_2MnGa . Вольфрам представляет собой переходный элемент, не образующий соединений типа Ni_2MnGa , но способный в значительной степени повлиять на электронную структуру сплава.

Образцы выплавлены в вакуумной дуговой печи в атмосфере гелия и подвергнуты гомогенизирующему отжигу при 900 °С (ниже температуры полного упорядочения) в течение 24 ч в атмосфере гелия. При плавке использована лигатура Ni–W (40 масс. % вольфрама). Состав образцов приведен в табл. 1.

Легировующий элемент (Fe или W) замещает, преимущественно, позиции атомов марганца и никеля. Использование термина "тип замещения" в данном случае условно, поскольку в настоящее время не известно, атомы каких именно химических элементов в составе сплава будут замещать легирующие элементы.

Таблица 1. Механические свойства поликристаллических образцов сплава Ni_2MnGa , определенные при испытаниях на сжатие при комнатной температуре (приведены значения a – параметра кристаллической решетки сплавов, средние значения $\sigma_{0,2}$ – условного предела текучести, σ_B – временного сопротивления, δ – степени сжатия цилиндрического образца)

№	Состав, ат. %				a , нм	$\sigma_{0,2}$, МПа	σ_B , МПа	δ , %
	Ni	Mn	Ga	Легир. элемент				
1	49,9	25,0	25,1	-	0,5817	640	870	2,3
2	51,90	22,50	25,11	0,49 (Fe)	0,5817	680	960	3,6
3	48,34	24,86	25,17	1,62 (Fe)	0,5826	880	1180	5,5
4	49,64	24,63	25,2	0,52 (W)	0,5824	940	1125	6,0
5	50,10	24,53	24,54	0,83 (W)	0,5827* 0,5843	820	920	2,8

При комнатной температуре все исследованные сплавы находятся в кубической фазе $L1_2$ (ОЦК). Образцы, легированные железом (до 1,5 ат. %) и вольфрамом (0,5 ат. %), однофазны и имеют дендритную структуру. Расстояние между ветвями дендритов второго рода составляет, в среднем, 20 мкм. Параметр кристаллической решетки a по мере увеличения концентрации железа возрастает. Легирование приводит к упрочнению образцов, при испытаниях на сжатие цилиндрических образцов длиной 9 мм и диаметром 6 мм возросли значения условного предела текучести $\sigma_{0,2}$ и временного сопротивления σ_B , (табл. 1). Значения механических свойств тем выше, чем выше содержание железа в сплаве. Легирование вольфрамом в большей степени повышает значение $\sigma_{0,2}$ (до 940 МПа), легирование железом в большей степени повышает σ_B (до 1180 МПа). Легирование несколько повышает пластичность δ (от 2 % в нелегированном сплаве до 5,5 % в сплаве $Ni_2MnGa + 1,5 \text{ \% Fe}$ и до 6,0 % в сплаве $Ni_2MnGa + 0,5 \text{ \% W}$).

Механизм упрочнения в данном случае твердорастворный. Увеличивается наклон линейного участка на диаграмме сжатия. Т.е. модуль нормальной упругости E сплава возрастает, по предварительной оценке, примерно от 90 до 115 ГПа. Более точные значения модуля упругости E могли бы быть получены, например, при проведении акустических экспериментов.

Упрочнение сплава при легировании проявляется в изменении характера его разрушения. Исходный образец разрушался хрупко по телу зерна. На поверхности разрушения виден характерный ручьиный узор на фасетках хрупкого скола, занимающих практически всю поверхность его излома. Характер разрушения легированных образцов изменился. На поверхности разрушения присутствуют фасетки хрупкого скола по телу дендрита. Но теперь на поверхности разрушения появилась составляющая, соответствующая излому по междендритным промежуткам: присутствуют обширные участки, на которых ясно видны вторичные ветви дендритов. В табл. 2. приведены данные рентгеновского микроанализа различных участков исследованных образцов. Междендритные промежутки обеднены никелем и обогащены легирующим элементом.

Повышение концентрации вольфрама до 0,8 ат. % приводит к выделению в междендритных промежутках дисперсных частиц второй фазы, представляющей собой твердый раствор на основе вольфрама, содержащий 75 ат. % W.

Т а б л и ц а 2. Химический состав различных участков литых образцов исследованных сплавов по данным рентгеновского микроанализа

Образец		Состав, ат. %			
		Ni	Mn	Ga	Легир. элемент
1	Тело дендрита	50,36	24,69	24,95	-
	Междендр. промежуток	49,35	25,27	25,38	-
3	Тело дендрита	48,21	24,75	25,34	1,52 (Fe)
	Междендр. промежуток	46,63	27,34	23,39	2,64
4	Тело дендрита	49,51	24,52	25,45	0,52 (W)
	Междендр. промежуток	48,28	24,88	25,82	1,03
5	Тело дендрита	50,17	24,45	24,60	0,78 (W)
	Междендр. промежуток	48,30	26,34	23,86	1,50

В окружающей частицы матрицы содержание вольфрама составляет 0,70–0,75 ат. %, что, по-видимому, соответствует пределу растворимости этого элемента в кристаллической решетке сплава Ni_2MnGa при комнатной температуре.

Наблюдается тетрагональное искажение решетки: значение параметра кристаллической решетки a , определяемого по рефлексам (220) и (440), несколько выше, чем значения a , определяемые по другим рефлексам: 0,5843 нм и 0,5827 нм, соответственно (табл. 1). Заметим, что направление [110] в Ni_2MnGa является основным направлением сдвига при мартенситном превращении. Появление уже при комнатной температуре небольшого тетрагонального искажения решетки в сплаве, легированном 0,8 ат. % W, является, по-видимому, предвестником мартенситного превращения.

Появление второй фазы приводит к тому, что при испытаниях на сжатие образец $\text{Ni}_2\text{MnGa} + 0,8 \text{ \% W}$ имеет значения механических свойств более высокие, чем у исходного нелегированного сплава Ni_2MnGa , но ниже, чем в образце с 0,5 % W ($\sigma_B = 1125 \text{ МПа}$).

Дилатометрические измерения позволили по температурной зависимости коэффициента термического расширения α определить температуры фазовых превращений – мартенситного T_m и магнитного T_c . Данные приведены в табл. 3.

Таблица 3. Температуры фазовых превращений: мартенситного T_m , магнитного T_c и предмартенситного T_{np} , определенные по температурной зависимости коэффициента термического расширения α . Приведено значение средней электронной концентрации на атом e/a .

№	Легирование	e/a	T_{np}	нагрев		охлаждение	
				T_m	T_c	T_m	T_c
1	без легирования	7,50	273	212	360	195	360
2	0,5 ат. % Fe	7,56	290	185	370	148	370
3	1,5 ат. % Fe	7,47	298	170	370	145	370
4	0,5 ат. % W	7,48	320	154	370	120	358
5	0,8 ат. % W	7,51	320	159	400	125	355

Мартенситное превращение происходит в узком интервале температур, что характерно для сплавов с памятью формы (не более 20°). Интервал температур между прямым и обратным мартенситным превращением также невелик. Для сплава стехиометрического состава 17° . Легирование увеличивает этот интервал до $34\text{--}37^\circ$.

Легирование железом приводит к понижению значений температуры мартенситного превращения T_m по сравнению с исходным сплавом, температура магнитного превращения T_c возрастает. Температура предмартенситного перехода T_{np} увеличивается примерно на 40 К.

Список литературы

1. Besseghini S, Villa E, Passaretti F., Bonfanti F. Plastic deformation of Ni_2MnGa polycrystals // Mater. Sci. Engineering A., 2004.- Vol. 378.-N 1-2- pp. 415-418.
2. Glavatsky I., Glavatska N., Soderberg O., Hannula S.-P., Hoffmann J.-U. Transformation temperatures and magnetoplasticity of Ni–Mn–Ga alloyed with Si, In, Co or Fe // Scr. Mater., 2006. - Vol. 54. - P. 1891-1895.

ДИНАМИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ В УДАРНО-НАГРУЖАЕМОЙ МЕДИ

Мещеряков Ю. И., Жигачева Н. И., Диваков А. К., Макаревич И. П.,
Барахтин Б. К. *

Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург, Россия

** ЦНИИ КМ, «Прометей», Санкт-Петербург, Россия*

ymesch@impact.ipme.ru

1. Введение

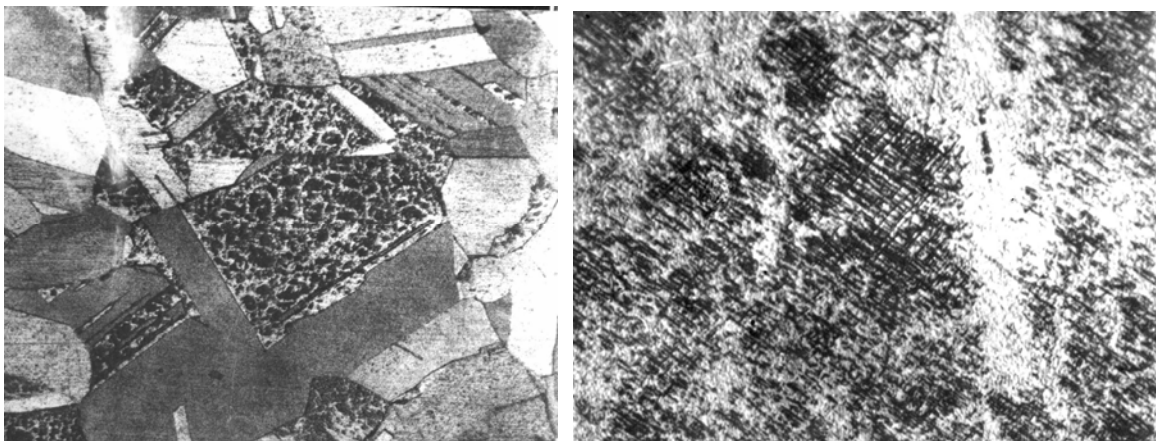
Обычно процессы структуризации материалов связывают с зарождением полос локализованного сдвига. Что касается ротационных механизмов структурообразования, то здесь результаты как экспериментальных, так и теоретических исследований значительно беднее (см. обзор [1]). Ряд дислокационно-дисклинационных моделей зарождения и роста ротаций в кристаллах рассмотрено в [2–4]. В настоящей работе проведено дальнейшее исследование процессов структурообразования при высокоскоростном нагружении меди МЗ. В процессе исследования изучали, с одной стороны, изменение структуры материала и, с другой стороны, макроскопический отклик материала на ударное воздействие.

2. Методика и результаты эксперимента

Ударное нагружение 5 мм мишеней в условиях одноосной деформации (плоское соударение) в диапазоне скоростей ударника 170÷700 м/с проводили с помощью легкогазовой пушки калибра 37 мм. Кроме скорости ударника, регистрировали временной профиль скорости свободной поверхности мишени с помощью скоростного интерферометра с высоким пространственным (~ 50 μm) и временным (~ 1 нс) разрешениями [5].

В исходном состоянии структура меди МЗ характеризуется крупными (~300 ± 200 μm) зернами. При скорости ударника 170,4 м/с внутри зерен выявляются структурные образования, которые по классификации [6] представляют собой систему мезополос. После удара со скоростью 391 м/с и выше, наряду с мезополосами, можно обнаружить растравленные участки размером 15÷25 μm. С увеличением скорости нагружения до 467 м/с количество таких участков быстро возрастает, в то время как число мезополос убывает. Наконец, при соударении со скоростью 700 м/с растравленные участки занимают 80% площади зерна. Как видно из рис.1а, такая картина наблюдается не во всех зернах, а только в тех, которые благоприятно ориентированы по отношению к направлению распространения ударной волны. Изучение растравленных участков микрошлифа в растровом электронном микроскопе выявило тонкую структуру фигур травления (рис.1б). Она представляет собой сетку, образованную взаимно-перпендикулярными пересекающимися следами скольжения. В среднем, размер элементарных ячеек, образованных линиями сетки, составляет 0,2÷0,3 μm.

Макроскопический отклик материала регистрировали в виде временных профилей скорости свободной поверхности $u_{fs}(t)$. Из этих профилей определяли величину дефекта массовой скорости U_{def} . Он равен разности между скоростью ударника при симметричном соударении и независимо измеренной с помощью интерферометра скоростью свободной поверхности мишени $U_{def} = U_{y0} - U_{fs}^{max}$.



а)

б)

Рис.1. Распределение сетчатых образований в ударно-нагружаемой меди М3.

а) общий вид поперечного шлифа мишени с «чистыми» и структурированными зернами;

б) сетчатые структуры, образованные полосами локализованного сдвига

Ударные испытания показали, что до определенной скорости ударника величина дефекта массовой скорости равна нулю, т.е. выполняется критерий удвоения массовой скорости U_p на свободной поверхности плоской мишени: $2U_p = U_{fs}^{\max} = U_{уд}$. Для меди М3 пороговая скорость ударника, при которой появляется дефект массовой скорости, равна 170,4 м/с. Кривые зависимостей дефекта массовой скорости $U_{деф}$ и откольной прочности $\sigma_{отк}$ от скорости ударника представлены на рис. 2. Из этого рисунка видно, что обе зависимости нарастают с увеличением скорости деформации. Увеличение дефекта массовой скорости означает, что с ростом скорости деформации увеличивается доля импульса и энергии, затрачиваемых на образование сетчатых структур нанокристаллического строения.

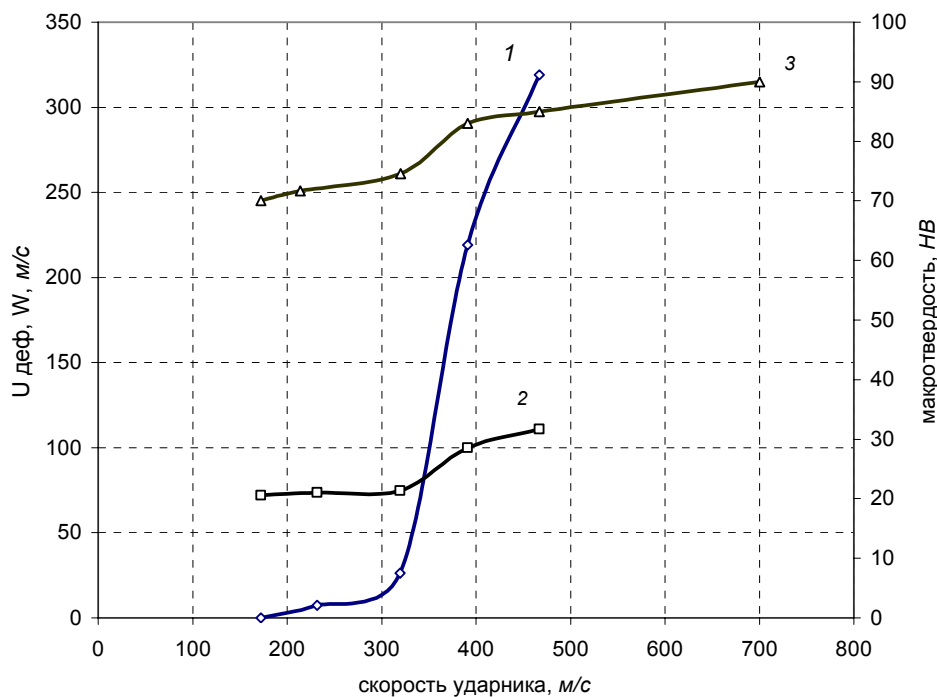


Рис. 2. Зависимости дефекта массовой скорости (1), откольной прочности (2) и макротвердости (3) от скорости ударника.

Из микроструктурных исследований следует, что площадь поперечного сечения мишени, занятая сетчатыми структурами, возрастает с увеличением скорости деформации, причем рост откольной прочности при увеличении скорости ударника коррелирует с данными по измерению макротвердости (см. рис.2). Таким образом, перевод меди в нанокристаллическое состояние значительно повышает ее динамическую прочность.

3. Выводы.

В процессе ударных испытаний меди МЗ установлено:

- существует пороговая скорость деформации, выше которой в динамически деформируемом материале формируются области, образованные пересекающимися полосами локализованного сдвига в виде сетчатой структуры размером 15–25 мкм, разделенных полосами пластического сдвига;
- размеры элементарных ячеек сетчатой структуры соответствуют наноразмерному масштабу (200–300 нм)
- с ростом скорости деформации выше пороговой, динамическая прочность материала существенно увеличивается.

Список литературы

1. Мещеряков Ю.И., Диваков А.К.// *ЖТФ*. 1985. Т. 55. с.591.
2. Mescheryakov Yu.I., Divakov A.K., Zhigacheva N.I.. // *Int. J. Shock Waves*. 2000.Vol. 10. No 1. P. 43.
3. Gutkin M. Yu., Ovidko I.A., Mescheryakov Yu.I.// *Journal de Physic*. 1994.
4. Мещеряков Ю.И. // В кн.: *«Дисклинация и ротационная деформация твердых тел»*. Изд-во Физ-техн. ин-т им. А.Ф. Иоффе. Л.: 1990. С.173.
5. Дисклинация и ротационная деформация твердых тел Сб. статей под ред. А.Е Романа. Изд-во Физ-техн. и-та им. А.Ф. Иоффе. Ленинград. 1990, 226
6. *Mescheryakov Yu.I, Divakov A.K.* // *DYMAT- Journal*. 1994. V.1. P.271.
7. *Лычагин Д.В., Старенченко В.А., Соловьева Ю.В.* Классификация и масштабная иерархия структурных элементов деформации ГЦК-монокристаллов. // *Физическая мезомеханика*. 2005. Т. 8. № 6. С. 67

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ МЕДИ ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В КУМУЛЯТИВНЫХ ЗАРЯДАХ

Коршунов А. И., Ведерникова И. И., Поляков Л. В., Белова В. П.,
Кравченко Т. Н.

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров,
ivi@astra.vniief.ru

Для достижения оптимальных деформационных параметров кумулятивной струи в материале облицовок необходимо достичь максимального измельчения зерна, максимальных пластических характеристик при невысокой прочности. Одним из технологических приемов получения материала с достаточно мелким зерном является метод равноканального углового прессования (РКУП) с последующей осадкой. При этом наблюдается повышение прочностных свойств по сравнению с исходным материалом. В данной работе представлены комплексные исследования полученной после 12 циклов РКУП и осадки меди М1. Показано, что микроструктура достаточно

равномерная по сечению заготовки со средней величиной зерна $\sim 2,0$ мкм. Микротвердость заготовки составляет ~ 147 кг/мм². Процессы РКУП и осадки привели к повышению прочностных характеристик почти в 2 раза с одновременным понижением значений пластичности примерно в 3 раза по сравнению с исходным состоянием. Для данного состояния меди наблюдается анизотропия свойств, заключающаяся в том, что в продольном направлении осадки прочностные характеристики ниже, а пластические – выше, по сравнению с поперечным направлением.

Для возможности дальнейшего использования полученной меди после РКУП и осадки в качестве облицовок кумулятивных зарядов необходимо достичь максимальной пластичности и уменьшить прочностные свойства при сохранении достигнутой дисперсности структуры. С этой целью проведен поиск и выбор оптимальной температуры низкотемпературного отжига (НТО) – 300 °С, при которой микротвердость понижается, а зерно растет от $\sim 2,0$ до $4,5$ мкм (рис.1).

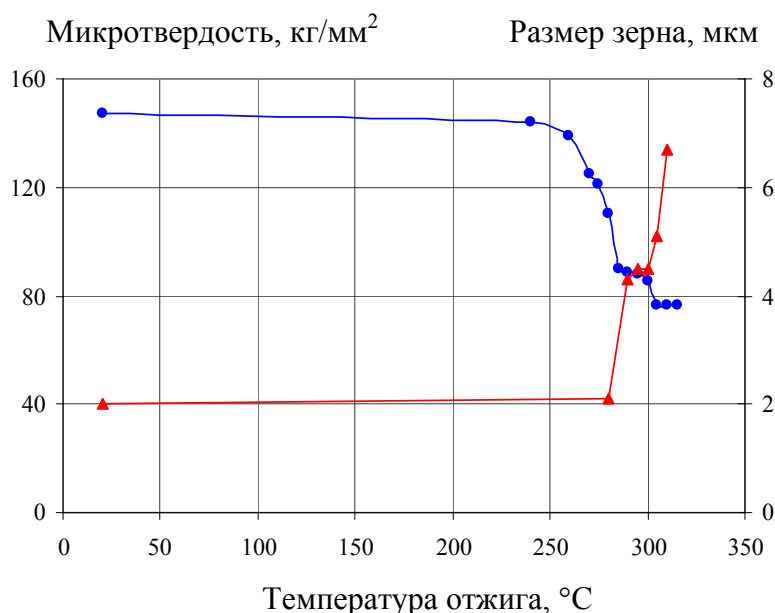


Рис.1. Зависимости микротвердости и размера зерна меди М1 после 12 проходов РКУП и осадки от температуры отжига

С учетом выбранного режима отжига выполнены исследования микроструктуры и механических свойств при растяжении конической заготовки из меди М1, полученной после 12 циклов РКУП, осадки и последующего НТО при температуре 300 °С. В работе показано, что для этого состояния микроструктура во всех сечениях заготовки практически одинакова. Микротвердость составляет ~ 86 кг/мм². Отжиг при температуре 300 °С для меди М1 после РКУП и осадки привел к понижению прочностных характеристик (более чем на 30 %) и повышению значений пластичности (более 30%). Наблюдается анизотропия механических свойств в заготовке, заключающаяся в незначительном понижении прочностных характеристик и повышении пластических в продольном направлении осадки.

На рис.2 показаны сравнительные гистограммы механических свойств меди М1 в исходном состоянии и после РКУП, осадки и отжига в продольном направлении осадки.

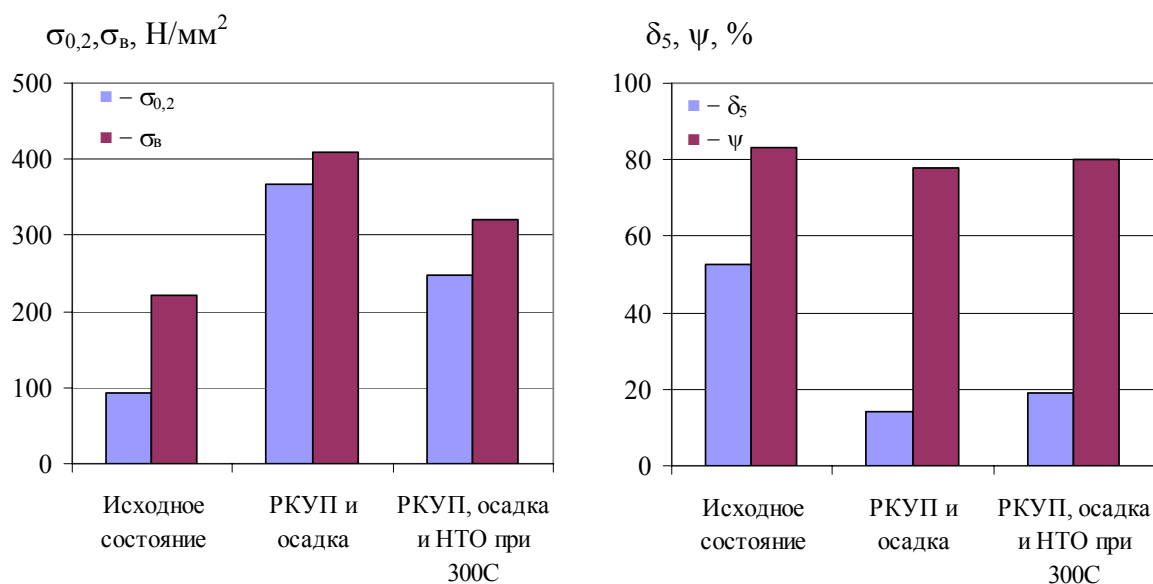


Рис. 2. Механические свойства меди М1 в исходном состоянии и после РКУП, осадки и отжига в продольном направлении осадки

ОБРАЗОВАНИЕ ГОРЯЧИХ ТРЕЩИН ПРИ СВАРКЕ ЖАРОПРОЧНОГО СПЛАВА

Паршуков Л. И., Гильмутдинов Ф. З., Смирнов В. Н.

НИТИ «Прогресс», ФТИ УрО РАН, Ижевск.

Жаропрочные хромоникелевые стали и сплавы нашли широкое применение при изготовлении конструкций, предназначенных для эксплуатации в экстремальных условиях воздействия высоких температур и механических нагрузок. Одной из технологических операций является сварка, выполняемая различными способами. В зависимости от условий сварки в швах наблюдается образование горячих трещин. В настоящей работе проведено исследование состава, структуры, температурного и напряженно-деформированного состояния сварного шва жаропрочной стали ХН45МВТЮБР, исследованы состав и микроструктура поверхности горячей трещины.

Для определения температурного поля в пластине решали уравнение теплопроводности в пластине при двигающемся поверхностном гауссовском источнике тепла с учетом потерь тепла за счет излучения по закону Стефана–Больцмана. При расчете напряженно-деформированного состояния в рамках структурно-аналитической теории прочности в математической модели были учтены следующие физические явления, которые происходят в материале при рассматриваемых воздействиях: дислокационная пластичность, генерация вакансий и межузельных атомов за счет температуры, пластической деформации, диффузия посредством движения точечных дефектов и т.д. Установлены закономерности эволюции напряжений и деформаций, а также диффузии легирующих элементов в сварном шве жаропрочной стали.

Установлено, что микроструктура сварных швов и их склонность к образованию горячих трещин зависит от режимов и способов сварки. Изучена роль процессов образования ликваций и сегрегаций на внутренних границах раздела в разрушении сварных швов, а также влияние на них внутренних напряжений и деформаций. Исследования состава поверхности трещин выявили ее значительное обогащение легирующими добавками, а также неконтролируемыми примесями, склонными в различных комбинациях к образованию легкоплавких соединений и хрупких фаз. Обсуждается роль окисления в процессе развития трещины.

УДК 669.539.382.2

КРИСТАЛЛОГЕОМЕТРИЯ И ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ МАСШТАБЫ ЛОКАЛИЗАЦИИ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

Зуев Л. Б., Баранникова С. А.

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск,

lbz@ispms.tsc.ru, bsa@ispms.tsc.ru

Как установлено ранее [1], пластическая деформация характеризуется макромасштабной локализацией на всем протяжении процесса от предела текучести до разрушения, причем картины локализации имеют волновой характер. Принципиальным для развития волновой модели пластического течения является установление связи макроскопических картин локализации с кристаллографическими аспектами пластического течения (ориентация оси растяжения монокристаллов, величина фактора Шмида, действующие системы скольжения и двойникования) [2], а также с решеточными характеристиками деформируемых металлов.

Для решения этой задачи были проведены детальные исследования пластической деформации некоторых поликристаллов, а также монокристаллов чистых Cu, Ni, феррита Fe–3%Si, хромоникелевого (γ -Fe_{Cr}; содержание азота в γ -твердом растворе 0,35% и 0,5%) и высокомарганцовистого (γ -Fe_{Mn}; содержание углерода 0,93% и 1,03%) аустенита. Меняя содержание N и C и ориентацию оси растяжения, можно варьировать характер сдвиговых процессов (одиночный или множественный) и механизм реализации деформации (дислокационное скольжение или двойникование).

При растяжении образцов на испытательной машине «Instron-1185», начиная с предела текучести и заканчивая разрушением, методом двухэкспозиционной спекл-интерферометрии через 0,002 общей деформации [1] дополнительно регистрировались поля векторов смещений $\mathbf{r}(x, y)$ с дальнейшим вычислением распределений продольных, поперечных, сдвиговых и поворотных компонент тензора пластической дисторсии $\beta_{i,j} = \nabla \mathbf{r}$ для всех точек наблюдаемой поверхности образца.

Микроскопический анализ показал, что наблюдаемые на стадии легкого скольжения (I) линии дислокационных сдвигов соответствуют действию первичной системы скольжения (111)[$\bar{1}01$], как для Cu [$\bar{1}39$], так и для никеля [$\bar{1}67$]. Наблюдавшиеся следы были наклонены к оси образцов под углами 44° для меди и 49° для никеля (расчетные значения 41° и 48° соответственно). На стадии (I) в монокристалле Cu деформация локализована в трех равноудаленных (5 ± 1 мм) друг от друга зонах, наклоненных к оси образцов под углом $\varphi = 53^\circ \pm 4^\circ$ (рис. 1а, б). В Ni на этой стадии

наблюдаются два очага деформации, которые также наклонены к оси растяжения на углы $\varphi = 50^\circ \pm 4^\circ$, $\varphi' = 54^\circ \pm 4^\circ$ (рис. 1а, з). Как для Cu, так и для Ni на стадии линейного упрочнения (II) наблюдаются 4–5 очагов локализации, закономерно распределенных по образцу. Расстояние между ними λ (длина волны локализованной деформации) составляет $\sim 4,5$ мм для Cu и $\sim 3,5$ мм для Ni. Зоны макролокализации деформации у Cu и Ni наклонены к оси растяжения под углом, близким к тому, что наблюдается на стадии (I). Волновая картина макролокализации деформации на стадии параболического (III) упрочнения монокристалла Cu представляет собой 5–6 неподвижных зон локализации деформации. Расстояние между ними, как и на двух предшествующих стадиях ~ 5 мм, а увеличение их числа, по сравнению со стадией (II), обусловлено, видимо, общим удлинением образца. Наклон зон на данной стадии по-прежнему определяется ориентацией первичной системы скольжения.

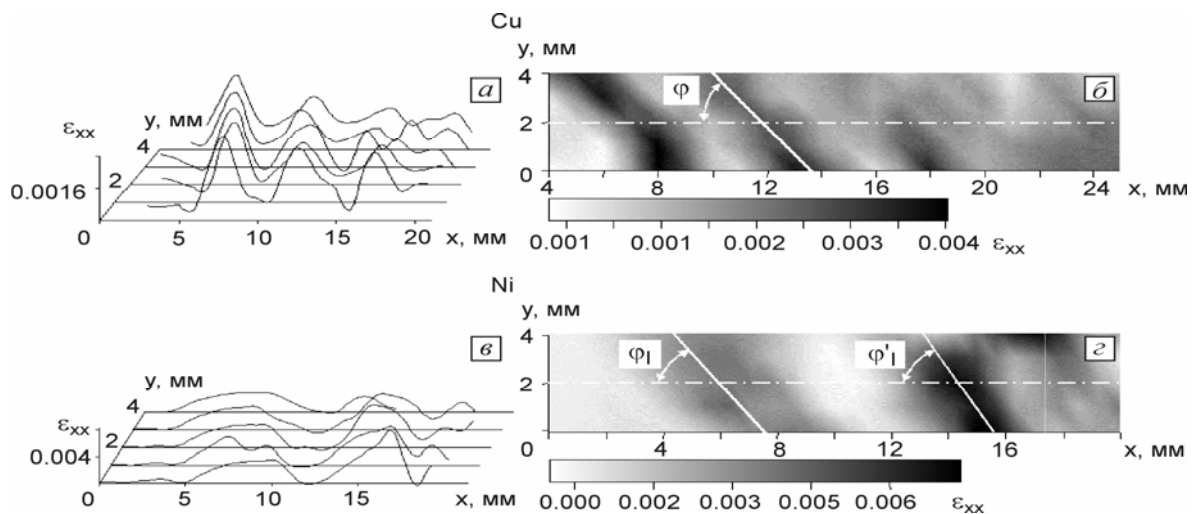


Рис. 1. Распределение компоненты ε_{xx} в образцах Cu и Ni на стадии легкого скольжения ($\gamma = 0,03$) (а, в) и соответствующие полутоновые картины распределений ε_{xx} (б, з)

В отличие от низкопрочных монокристаллов чистых металлов и сплавов, в легированном γ -Fe_{II} деформационное двойникование наблюдается с самого начала пластического течения при комнатной температуре и ориентациях, для которых соотношение факторов Шмида $m_{tw} > m_{gl}$. В монокристаллах γ -Fe_{II} $[\bar{3}77]$ существование зуба и площадки текучести обусловлены зарождением и распространением по кристаллу полосы Людерса, состоящей из двойников деформации в первичной системе двойникования $[\bar{2}11](111)$ с максимальным фактором Шмида ($m_{tw} = 0,5$). Металлографический анализ следов двойникования на рабочей поверхности таких образцов на площадке текучести (стадия I) показал, что они наклонены к оси образца под углом $\varphi = 35^\circ$. Картина распределений локальных удлинений ε_{xx} на стадии I представляет собой движущуюся одиночную зону локализованной деформации (рис. 2а), наклоненную к продольной оси образца под углом $\varphi = 40^\circ \pm 5^\circ$ (рис. 2б). Этот наклон обусловлен действием первичной системы двойникования, следы от которой, как указано выше, наклонены к оси $[\bar{3}77]$ под углом $\varphi = 35^\circ$.

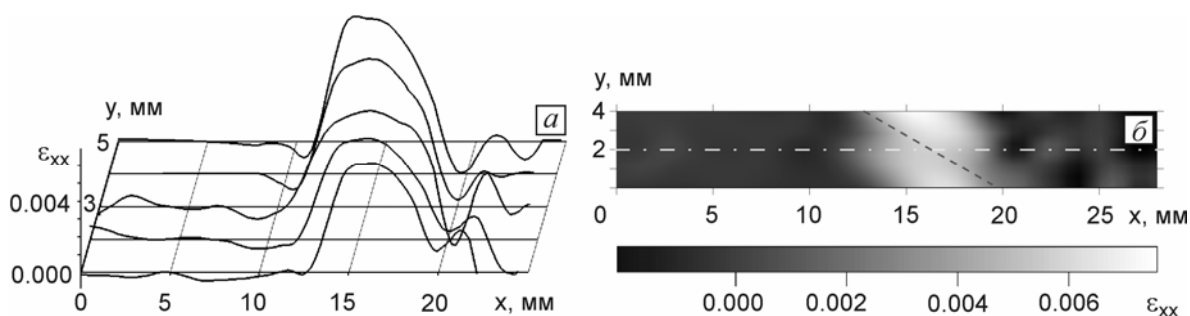


Рис. 2. Распределение локальных удлинений ε_{xx} в деформированном монокристалле $\gamma\text{-Fe}_{II}$ (0,93 % C, ось растяжения $[\bar{3}77]$, прирост общей деформации $\varepsilon_{tot} = 0,08 \dots 0,082$ на площадке текучести) (а); соответствующая карта распределений локальных удлинений (б)

В монокристаллах $\gamma\text{-Fe}_{II}$, ориентированных вдоль направления $[\bar{1}23]$, скольжение в системе $[\bar{1}01](111)$ с самого начала является активным механизмом деформации. Следы скольжения от этой системы наклонены к оси образца на 65° . Картина макролокализации деформации на стадии (I) в этом случае представляла собой две движущиеся широкие деформационные зоны, наклоненные к оси растяжения под углом $\varphi = 60^\circ \pm 5^\circ$, что соответствует действию именно этой первичной системы скольжения $[\bar{1}01](111)$. В монокристаллах $\gamma\text{-Fe}_{II}$ $[\bar{3}77]$, $[\bar{3}55]$, $[\bar{1}11]$ и $[\bar{1}23]$, на стадиях (II) картина макролокализации деформации представляет собой совокупность из пяти расположенных эквидистантно ($\lambda = 5,0 \pm 1$ мм) зон локализации деформации. Их наклон к оси растяжения задан действующей системой двойникования $[\bar{2}11](111)$, работающей на этой стадии упрочнения.

Эти и полученные для других ориентаций монокристаллов (в том числе, для ОЦК сплава Fe–3%Si) данные показали, что геометрия очагов активной деформации определяется системами скольжения, активированными на данной стадии процесса, а каждый из очагов локализованной пластической деформации представляет собой совокупность сдвигов по плоскостям скольжения или совокупность двойников деформации монокристаллов с максимальными факторами Шмида. С другой стороны, картина локализации на стадии II имеет все признаки макроскопического автоволнового процесса [1] (длину волны $\lambda = 2\pi/k$, частоту ω и скорость распространения V_{aw}) и характеризуется квадратичным дисперсионным соотношением [3]

$$\omega = \omega_0 + \alpha(k - k_0)^2.$$

Анализ пространственных характеристик автоволн локализации пластического течения позволил установить корреляцию произведений $2\pi/k \cdot V_{aw} = \lambda \cdot V_{aw}$ с произведениями микроскопических параметров кристаллов $d \cdot V_{\perp}$ (d – расстояние между плотноупакованными плоскостями в кристалле, а $V_{\perp}$ – скорость поперечных ультразвуковых волн). Сравнение приведенных в таблице произведений этих величин позволяет сделать заключение об их близости для каждого из металлов. При этом среднее для семи исследованных металлов отношение $\langle 2\lambda \cdot V_{aw} / d \cdot V_{\perp} \rangle = 0,96 \approx 1$, т. е., $\lambda \approx d \cdot (V_{\perp} / V_{aw})$. Имея в виду, что $d \approx b$ (вектор Бюргерса), равенство можно рассматривать как доказательство наличия связи микро- и макропараметров деформации.

Металл	$\lambda \cdot V_{aw}$	$d \cdot V_{\perp}$	$\frac{\lambda \cdot V_{aw}}{1/2 d \cdot V_{\perp}}$
	м ² /с×10 ⁷	м ² /с×10 ⁷	
Cu	3,6	4,78	1,50
Al	4,92	7,52	1,31
Zr	1,92	5,53	0,70
V	2,8	6,06	0,92
γ-Fe	2,55	6,87	0,74
Ni	2,1	6,54	0,64
Sn	2,34	5,20	0,90

Таким образом, оказалось, что:

- пространственная ориентация зон макроскопической локализованной деформации относительно оси растяжения монокристаллического образца определяется его кристаллографическими параметрами, совпадающая на плоскости наблюдения очагов со следами действующих систем скольжения или двойникования, имеющими максимальные значения факторов Шмида;
- число активных очагов локализованной

пластической деформации, действующих на стадии легкого скольжения исследованных монокристаллов определяется числом действующих при заданной кристаллографической ориентировке систем скольжения или двойникования;

- микроскопические и макроскопические параметры пластического течения моно- и поликристаллов связаны друг с другом простым соотношением $\lambda \cdot V_{aw} \approx 1/2 d \cdot V_{\perp}$.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российско-американской программы “Фундаментальные исследования и высшее образование” (проект ТО-016-02); “Фонда содействия отечественной науке” и молодежного проекта Лаврентьевского конкурса СО РАН 2006 года № 29.

Список литературы

1. Zuev L.B. // Ann. Phys. 2001. V. 10. No. 11-12. P. 965-984.
2. Орлов А.Н. // ФТТ. 1966. Т. 8. №3. С. 832-841.
3. Баранникова С.А. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. № 8. С. 75-80.

ВОЗДЕЙСТВИЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОГО «НАМАГНИЧИВАНИЯ» НА МИКРОТВЕРДОСТЬ НЕМАГНИТНЫХ КРИСТАЛЛОВ KDP, ADP, Al

Смирнов А. Е., Беккауер Н. Н.*, Волошин А. Э.

Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова РАН, Москва

** Университет Дружбы народов*

Обнаружено влияние предварительной магнитной обработки в поле 0,3–0,5 Тл в течение 1 часа на величину микротвердости немагнитных образцов KDP, ADP, Al. Показано, что во всех случаях зависимость микротвердости от времени после «намагничивания» носит немонотонный характер и содержит выраженный максимум, конкретное значение которого определяется типом кристалла и лежит в пределах от 2-х до 4-х суток. Сделано предположение, что наблюдаемый эффект связан с магнитной «памятью» материала. Магнитная обработка приводит к такой эволюции примесной структуры, в результате которой возникает структурный «мотив», чувствительный к магнитному полю, что соответствует максимуму эффекта.

А. Е. Смирнов и А. Э. Волошин благодарят Российский фонд фундаментальных исследований за финансовую поддержку работы (грант № 06-02-16181).

ВЛИЯНИЕ МИКРОПОВРЕЖДЕННОСТИ СТРУКТУРЫ ПРИ СЕРОВОДОРОДНОМ РАССЛОЕНИИ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НИЗКОЛЕГИРОВАННЫХ КРЕМНЕМАРГАНЦЕВЫХ СТАЛЕЙ

Крыленко А. В.

ОАО «Нафтан», Новополоцк, Беларусь

krylenko@naftan.vitebsk.by

Сероводородное расслоение и растрескивание металла относится к замедленному разрушению. Оно возникает вследствие продолжительной эксплуатации оборудования в сероводородсодержащей среде. Расслоение, образование пузырей в теле металла и его растрескивание происходит вследствие проникновения атомарного водорода в поверхность металла. Применение для изготовления аппаратов технологических установок нефтеперерабатывающих заводов, работающих с сероводородсодержащими средами, низколегированных кремнемарганцевых сталей типа 09Г2С, 16ГС и 10Г2С1 обуславливает необходимость выявления стабильности их структуры и механических свойств в процессе длительной эксплуатации.

Процессы, происходящие в металле при длительной эксплуатации в сероводородсодержащих средах, исследованы на примере девяти аппаратов технологических установок ОАО «Нафтан». Рассмотрено изменение структурно-механической прочности сталей 09Г2С и 16ГС, происходящее при сероводородном расслоении, и его влияние на безопасность эксплуатации оборудования. Проведены металлографические исследования, механические испытания на растяжение, ударный изгиб, сжатие, а также и определение твердости по Виккерсу с последующим неразрушающим определением механических характеристик. Образцы для разрушающих испытаний изготавливались из участков, непосредственно прилегающих к расслоению и вспучиванию металла.

Установлено, что изменения структурных составляющих металла как в области расслоения, так и на незначительном удалении от него не происходит. Микроповрежденность структуры металла характеризуется только процессами зарождения, развития пор от единичных до цепочек по границам зерен и их слияния в микро- и макротрещины.

При испытании полномасштабных образцов на растяжение получены пониженные значения механических характеристик (по сравнению с требуемыми по ГОСТ 19281), которые объясняются наличием в образцах микро- и макродефектов, накопленных при эксплуатации. При испытании микрообразцов на сжатие, а также определении механических характеристик неразрушающим методом по результатам определения параметров формы отпечатка, полученного при твердости по Виккерсу, получены значения механических характеристик, удовлетворяющие требованиям ГОСТ 19281. Поэтому изменения механических свойств металла, подверженного сероводородному расслоению, не происходит, о чем свидетельствуют испытания образцов на сжатие и определение твердости.

Таким образом, вне зоны возникновения расслоения (если расслоение не уменьшает площадь поперечного сечения образца) изменение механических свойств не происходит. Происходит только снижение конструкционной прочности аппарата в результате исключения из работы части сечения стенки, что приводит к увеличению напряжений в ослабленном сечении примерно в 2 раза. Ослабленная часть стенки аппарата перестает участвовать в сопротивлении рабочим нагрузкам. Поэтому дальнейшую эксплуатацию такого оборудования необходимо обосновывать прочностным расчетом.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В МИКРОКЛАСТЕРАХ ГЦК МЕТАЛЛОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ РАЗМЕРА МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

Карькина Л. Е., Манохин П. В., Карькин И. Н.

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург

Lidiya.karkina@imp.uran.ru

В последнее время особый интерес к свойствам атомных кластеров возник в связи с перспективами их практического использования как биосенсорных, каталитических, каталитических устройств. Теоретическое исследование кластеров позволило установить ряд ярких особенностей структуры основного состояния: энергетическая предпочтительность кластеров с «магическим» числом атомов, соответствующим полному заполнению оболочек икосаэдрона Маккоя; закономерное изменение структуры кластеров от икосаэдрической к плотно упакованной с ростом его размера и др. В [1] при изучении структурных превращений методом молекулярной динамики (МД) в кластерах с «магическим» числом атомов $N = 55, 147$ установлено, что различные морфологические типы кластеров (икосаэдрический, политетраэдрический, аморфный) могут быть реализованы в ряду металлов с ГЦК решеткой. Показано, что в кластерах Ni и Cu икосаэдрическая конфигурация является единственным устойчивым структурным состоянием; в Al, Au, Pb структура кластеров зависит от траектории нагрева и охлаждения. В настоящей работе представлены результаты изучения структуры кластеров при различных температурах в зависимости от их размера вблизи значения $N = 55$.

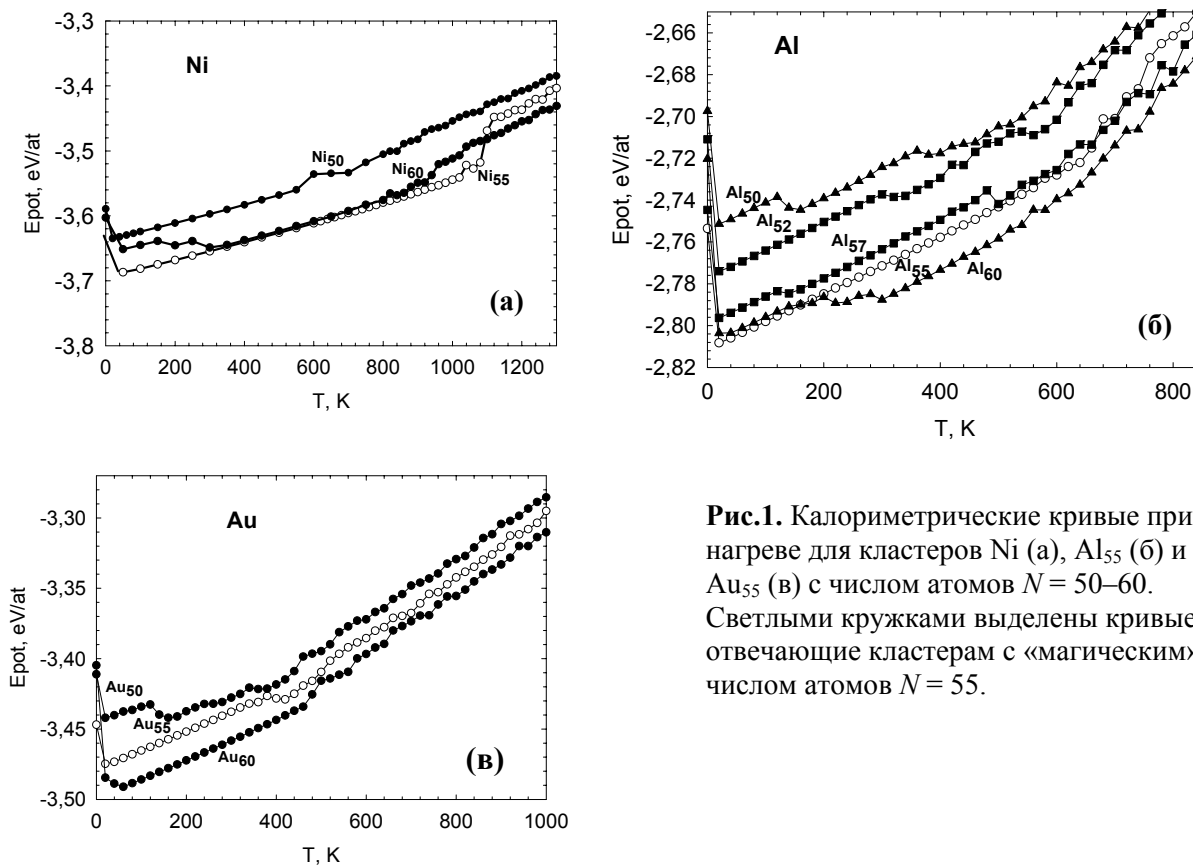


Рис.1. Калориметрические кривые при нагреве для кластеров Ni (а), Al₅₅ (б) и Au₅₅ (в) с числом атомов $N = 50–60$. Светлыми кружками выделены кривые, отвечающие кластерам с «магическим» числом атомов $N = 55$.

Исследование структуры кластеров проводилось методом МД с использованием многочастичных потенциалов межатомного взаимодействия для Al, Au и Ni, построенных в схеме «погруженного атома». Нагрев и охлаждение кластеров проводились путем ступенчатого изменения температуры с шагом 20 градусов, выдержка при заданной температуре составляла $\sim 2 \cdot 10^5$ шагов МД. Число атомов в кластере изменялось на единицу. В результате компьютерного моделирования было установлено, что изменение числа атомов в кластере в пределах ± 5 штук вблизи «магического» значения $N = 55$ может существенно повлиять на кинетику структурных превращений, температуру плавления, размерную зависимость энергии основного состояния. Влияние химического фактора проанализировано в ряду металлов Ni, Al, Au.

На рис.1 (а–в) представлены калориметрические кривые (изменение потенциальной энергии, приходящейся на один атом, в зависимости от температуры) для кластеров Ni, Al, Au с числом атомов, изменяющимся в пределах $N = 50–60$. В начальной конфигурации атомы всех кластеров полностью заполняли 3–4 координационные сферы вблизи некоторого фиксированного атома в соответствии с позициями ГЦК решетки. Светлыми кружками обозначены кривые, относящиеся к кластерам с «магическим» числом атомов $N = 55$. Установлено, что для кластеров Ni с числом атомов $N = 50–60$ структура икосаэдрона Маккоя является наиболее устойчивым структурным состоянием (рис.1,а). Для кластера Ni_{55} с «магическим» числом атомов при нагреве наблюдается структурное превращение ГЦК – икосаэдрон, и икосаэдрическая конфигурация сохраняется вплоть до температуры плавления. При отклонении числа атомов от точного значения $N = 55$ увеличивается число твердофазных структурных превращений. Для кластеров $Ni_{50}–Ni_{52}$ и $Ni_{57}–Ni_{60}$ наблюдается при нагреве следующая цепочка структурных превращений: ГЦК – икосаэдрон – аморфноподобное состояние – жидкоподобное состояние. При охлаждении для кластеров всех размеров реализуется икосаэдрическая конфигурация.

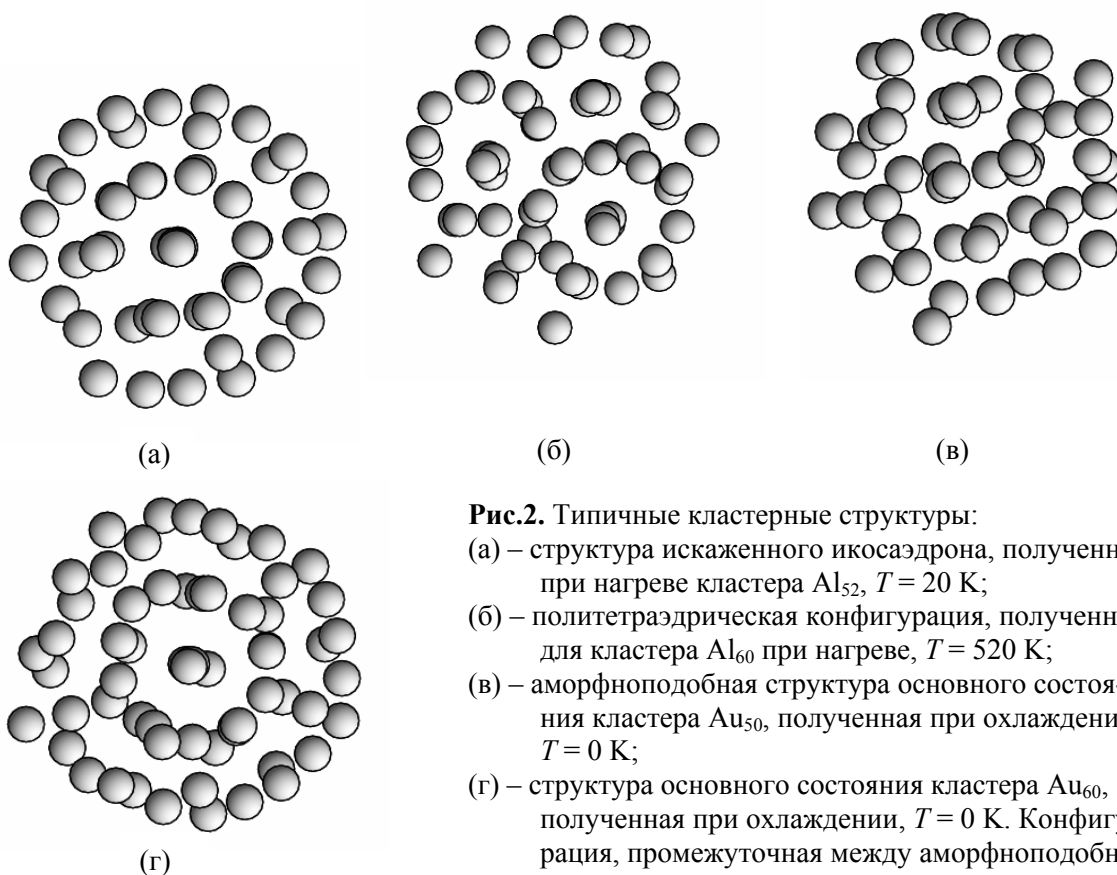


Рис.2. Типичные кластерные структуры:

- (а) – структура искаженного икосаэдрона, полученная при нагреве кластера Al_{52} , $T = 20$ К;
- (б) – политетраэдрическая конфигурация, полученная для кластера Al_{60} при нагреве, $T = 520$ К;
- (в) – аморфноподобная структура основного состояния кластера Au_{50} , полученная при охлаждении, $T = 0$ К;
- (г) – структура основного состояния кластера Au_{60} , полученная при охлаждении, $T = 0$ К. Конфигурация, промежуточная между аморфноподобной

Для кластеров $\text{Al}_{53}\text{--Al}_{56}$ при нагреве вид калориметрических кривых и характер изменения структурного состояния аналогичен Ni_{55} (рис.1,б). При отклонении числа атомов ΔN от значения $N = 55$ наблюдается следующая цепочка структурных превращений: ГЦК – икосаэдрон – политетраэдрическая конфигурация – жидкоподобное состояние; с ростом ΔN температура структурного превращения икосаэдрон – политетраэдр понижается, т.е. возрастает температурный интервал существования политетраэдрической конфигурации (рис.2,а,б). Для кластеров Al_{50} , Al_{60} превращение из ГЦК в политетраэдрическую конфигурацию происходит через аморфноподобную конфигурацию, т.е. икосаэдрическая конфигурация становится энергетически не выгодной, несмотря на малый энергетический барьер, разделяющий структуры ГЦК и икосаэдрона. При охлаждении структуре основного состояния кластеров $\text{Al}_{50}\text{--Al}_{60}$ отвечает структура политетраэдра (рис.2,б).

Для кластеров $\text{Au}_{50}\text{--Au}_{60}$ вид калориметрических кривых при нагреве представлен на рис.1,в. При $T \sim 50$ К ГЦК структура кластеров Au также спонтанно превращается в икосаэдр. Однако при некоторой температуре, которая возрастает с ростом числа частиц в кластере ($T \sim 100$ К для кластера Au_{50} и $T \sim 580$ К для кластера Au_{60}), происходит перестройка икосаэдрической конфигурации в аморфноподобную (рис.2,в). При охлаждении кластеров от $T > T_{\text{пл}}$ до $T = 0$ К во всех случаях формируется аморфноподобная конфигурация с тенденцией образования несовершенной икосаэдрически подобной конфигурации для кластера Au_{60} .

На рис.3 показано изменение энергии основного состояния, полученного при охлаждении до $T = 0$ К, в зависимости от числа частиц в кластере. Прямая линия на графиках – построенная по методу наименьших квадратов зависимость $E(N) = E_0 - AN^{-1/3}$, что соответствует найденным экспериментально зависимостям энергии от размера наночастиц. Аналогичные закономерности получены для размерной зависимости температуры плавления.

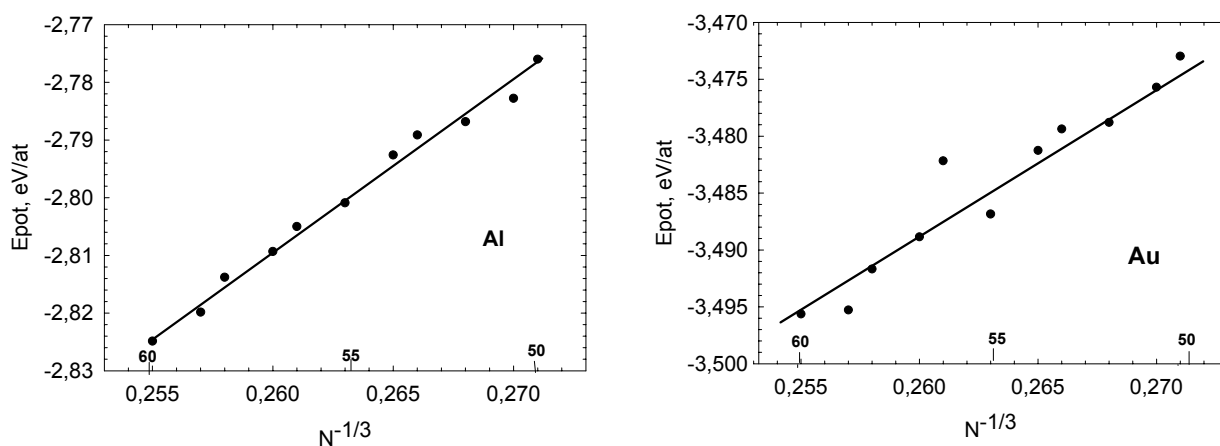


Рис.3. Зависимость энергии основного состояния кластеров Al (а) и Au (б) в зависимости от числа атомов в кластере

1. Ю.Н. Горностырев, И.Н. Карькин, М.И. Кацнельсон, А.В. Трефилов. Эволюция атомной структуры металлических кластеров при нагреве и охлаждении. Компьютерное моделирование металлов с ГЦК решеткой, ФММ 96 (2003) с.19-29

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ МЕХАНИЗМОВ ОБРАЗОВАНИЯ МИКРОТРЕЩИН В Ti_3Al

Яковенкова Л. И., Карькина Л. Е.

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

Однофазные и двухфазные сплавы на основе интерметаллида Ti_3Al являются перспективными для использования в промышленности как жаропрочные материалы, однако хрупкость при комнатной температуре ограничивает их практическое применение. В результате экспериментальных исследований фрактографии поверхности разрушения накоплен достаточно большой объем данных о типах наблюдаемых плоскостей, по которым происходит разрушение сколом в Ti_3Al [1]. При теоретическом анализе с использованием метода компьютерного моделирования получены оценки критериев хрупкого разрушения Ti_3Al с учетом экспериментально наблюдаемых типов плоскостей скола и систем скольжения дислокаций [2].

Детально проанализирован механизм образования микротрещин сдвигового типа в полосе скольжения винтовых a -сверхдислокаций в плоскости базиса [3]. Проведены электронно-микроскопические исследования микротрещин в образцах, подвергнутых индентации при комнатной температуре. Установлена возможность образования микротрещин при пересечении полос скольжения сверхдислокаций. Определены типы дислокаций на пересекающихся плоскостях скольжения, взаимодействие которых приводит к образованию зародышевых микротрещин. Установлено, что микротрещины распространяются по плоскостям пирамиды $\{0\bar{1}11\}$ и в полосах скольжения $2c + a$ сверхдислокаций в плоскостях пирамиды $\{20\bar{2}1\}$ и $\{11\bar{2}1\}$. Обнаружено, что формирование полосы скольжения в плоскости базиса в вершине микротрещины приводит к изменению характера ее распространения от прямолинейной к ступенчатой (рис.1). Показана возможность зарождения микротрещины на линии пересечения плоскостей пирамиды $\{11\bar{2}1\}$ и призмы $\{0\bar{1}10\}$.

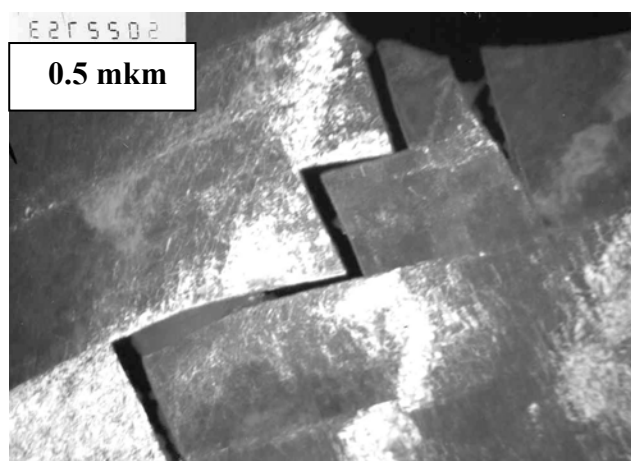


Рис.1. Светлопольное изображение микротрещины, полученной индентацией при комнатной температуре, в сплаве Ti_3Al . Следы ступеней совпадают со следами полос скольжения a -сверхдислокаций в плоскостях базиса (0001) и призмы $\{1-100\}$.

Теоретически изучены возможности зарождения микротрещин на пересечении полос скольжения сверхдислокаций с учетом модели Коттрелла. Рассмотрено три типа взаимодействий: 1) между a -сверхдислокациями в плоскостях призмы и/или базиса; 2) взаимодействие между a -сверхдислокациями в плоскостях призмы или базиса и $2c + a$ сверхдислокациями в плоскостях пирамиды I и/или II типа; 3)

взаимодействие различных $2c + a$ сверхдислокаций в плоскостях пирамиды I и II типов. Показано, что сидячие, заблокированные дислокации, являющиеся зародышами микротрещин, могут образовываться в результате дислокационных реакций, которые относятся ко 2 или 3 случаям. Установлено, что при взаимодействии a -сверхдислокаций плоскости базиса и $2c + a$ сверхдислокаций плоскостей пирамиды I и II типа, возможной плоскостью разрушения является плоскость базиса (0001) (см. таблицу). При взаимодействии a -сверхдислокаций плоскости призмы и $2c + a$ сверхдислокаций плоскостей пирамиды возможными плоскостями разрушения являются плоскости базиса и пирамиды (табл.). Показано, что взаимодействие $2c + a$ -сверхдислокаций, относящихся к различным плоскостям пирамиды I и/или II типа, приводит к образованию микротрещин в плоскостях призмы и пирамиды. Взаимодействие a -сверхдислокаций в плоскостях базиса и/или призмы не приводит к образованию дислокационных барьеров.

Т а б л и ц а. Дислокационные реакции и ожидаемые плоскости разрушения при взаимодействии a и $2c + a$ сверхдислокаций в плоскостях базиса и пирамиды

Системы реагирующих	скольжения дислокаций	Вектор Бюргерса результатирующей дислокации	Ось резуль- тирующей дислокации	Ожидаемая плоскость разрушения
1/6[-2110](0001)	1/6[2-1-16](-2201)	[0001]	[0001]	(0001)
1/6[-2110](0001)	1/6[1-216](-2201)	1/6[-1-126]	[-1-120]	(0001)
1/6[-2110](0001)	1/6[2-1-16](-2111)	[0001]	[0-110]	(0001)
1/6[-2110](0001)	1/6[1-216](-12-11)	1/6[-1-126]	[-1010]	(0001)
1/3[11-26](-2021)	1/3[2-1-16](-202-1)	[10-10]	[1-210]	(10-10)
1/3[11-26](-2021)	1/3[11-2-6](02-21)	$2 \cdot 1/3[11-20]$	[1-102]	(11-20)
1/3[11-26](-2021)	1/3[-12-1-6](02-21)	[01-10]	[1-102]	~(13-41)
1/3[11-26](-2021)	1/3[-12-1-6](-2201)	[01-10]	[2-1-16]	(01-10)
1/3[11-26](-2021)	1/3[1-21-6](2-201)	1/3[2-1-10]	[01-12]	(2-1-10)
1/3[-1-126](11-21)	1/3[1-21-6](1-211)	$[0 \bar{1} 10]$	[-2113]	(0-110)
1/3[-1-126](11-21)	1/3[1-21-6](1-21-1)	1/3[-2110]	[0-113]	(-2110)
1/3[-1-126](11-21)	1/3[-1-12-6](-2021)	$2 \cdot 1/3[-1-120]$	[5-726]	~(8.3.-11.1)
1/3[-1-126](11-21)	1/3[-211-6](-2021)	[-1010]	[5-726]	(63-91)
1/3[-1-126](11-21)	1/3[-12-1-6](-2201)	1/3[-2110]	[1.-5.4.12]	(15.6.-9.1)
1/3[-1-126](11-21)	1/3[-211-6](-2201)	[-1010]	[1.-5.4.12]	~(11-21)

Проведена классификация типов микротрещин, образующихся при взаимодействии дислокаций, которая позволила выделить пять областей ориентаций осей деформирования монокристаллов (рис.2). Вблизи линии $[\bar{1} 100] - [\bar{2} 110]$ стереографического треугольника (область II) можно ожидать высокой степени деформации до разрушения, так как дислокационные взаимодействия не приводят к образованию дислокационных барьеров. В узкой области ($< 10^0$) ориентаций вблизи [0001] (область V) взаимодействия $2c+a$ сверхдислокаций приводят к раскрытию микротрещин в плоскостях пирамиды. В остальной части стереографического треугольника микротрещины образуются преимущественно в плоскости базиса; в областях II, III – сдвигового типа, в областях I, IV – трещины как сдвигового типа, так и нормального раскрытия.

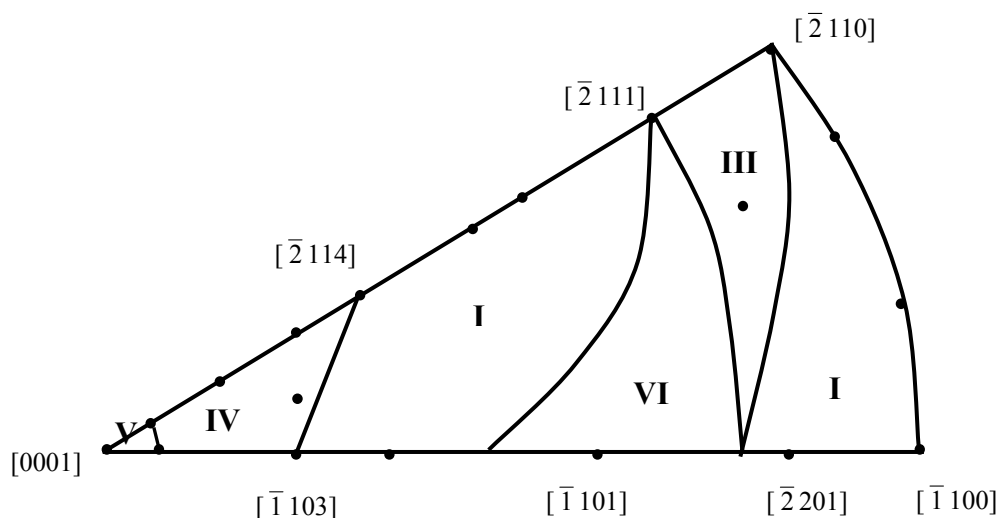


Рис.2. Стереографический треугольник $[0001] - [\bar{1} 100] - [\bar{2} 110]$ для сверхструктуры DO_{19} . Отмечены области (I–VI), которые отличаются типом взаимодействующих систем скольжения.

В рассмотренной модели образования микротрещина плоскость образующейся микротрещины определяется векторами Бюргерса и плоскостями скольжения взаимодействующих дислокаций. В этой модели не учитывается легкость раскрытия трещины в полученной плоскости и ее способность к распространению. Количественно эти характеристики могут быть учтены, например, в модели Райса – Томпсона при сопоставлении энергии декогезии, которая характеризует склонность материала к раскрытию, и энергии нестабильного дефекта упаковки, определяющего склонность материала к пластической релаксации. Для Ti_3Al эти параметры были определены в [2] с использованием метода молекулярной динамики для всех экспериментально наблюдаемых плоскостей скола и систем скольжения. Получены значения безразмерного параметра q , характеризующего склонность материала к разрушению. Как было показано в [2], в плоскостях базиса и пирамиды $\{\bar{1} 011\}$, $\{\bar{1} \bar{1} 23\}$, $\{\bar{1} 012\}$, $\{20 \bar{2} 1\}$ q имеет наиболее высокое значение, т.е. раскрытие трещины происходит легко. Именно в этих плоскостях наблюдается распространение микротрещин. Таким образом, для плоскостей (0001) , $\{20 \bar{2} 1\}$ плоскости микро- и макротрещин совпадают, в других случаях возможно изменение поверхности макроскола.

1. L.Yakovenkova, S. Malinov, L. Karkina, T. Novoselova. Crack geometry for basal slip of Ti_3Al . // Scripta Materialia, **52** (2005), p.1033-1038.
2. Л.Е. Карькина, Л.И. Яковенкова, М.Я. Рабовская. Компьютерное моделирование хрупкого разрушения интерметаллида Ti_3Al . // ЖТФ, **76** (2006), с.50-56.
3. L.Yakovenkova, S.Malinov, T.Novoselova, L.Karkina. Fracture behaviour of Ti_3Al single crystals for the basal slip orientation. // Intermetallics, **12** (2004), p.599-605.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ
КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКОЙ СВЯЗИ СТРУКТУРНЫХ
СОСТАВЛЯЮЩИХ В УГЛЕРОДИСТОЙ СТАЛИ 150Г4 ПОСЛЕ
ИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ**

Карькина Л. Е., Яковлева И. Л., Кабанова И. Г.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург
Lidiya.karkina@imp.uran.ru

В заэвтектоидных сталях в процессе изотермического распада аустенита образуются видманштеттовы карбиды (ВК) и перлит. При охлаждении до комнатной температуры остающийся аустенит частично превращается в мартенсит. Таким образом, в структуре стали присутствует некоторое количество сохранившегося аустенита, ВК, перлит и мартенсит. В работе проведено электронно-микроскопическое исследование кристаллографической связи между аустенитом, ВК и мартенситом в стали 150Г4. Известны литературные данные о существовании ориентационной связи (ОС) между аустенитом и ВК, а также аустенитом и мартенситом. Однако не было ясно, существует ли ОС между ВК и мартенситом.

Для определения ОС между структурными составляющими проводили электронно-микроскопический анализ серии изображений и микродифракций, относящихся к фиксированному фрагменту образца, полученных при разных углах наклона. После расшифровки микродифракций были построены совместные стереографические проекции, относящиеся ко всем фазам, присутствующим на изображении. На рис.1 представлен один из изученных фрагментов микроструктуры: светлопольное изображение структуры аустенита (А), внутри которого проходит протяженная пластина ВК и несколько кристаллов мартенсита (М) с близкой ориентацией (а); схема расшифровки дифракционной картины (б) и стереографическая проекция (в), представляющая ориентационные соотношения между аустенитом, мартенситом и цементитом. Установлено, что между аустенитом и мартенситом во всех исследованных случаях реализуются ОС Курдюмова–Закса; между ВК и аустенитом – ОС Питча. Совмещенные стереографические проекции показали, что во всех исследованных случаях между ВК и мартенситом выполняются следующие ОС: полюс $(001)_{\text{ВК}} \parallel \{211\}_{\text{М}}$; $(100)_{\text{ВК}} \parallel \{011\}_{\text{М}}$; $(010)_{\text{ВК}} \parallel \{111\}_{\text{М}}$. Полученные ОС близки к ОС Багаряцкого, которые экспериментально наблюдались между цементитом и ферритом в тонкопластинчатом перлите. Мы полагаем, что установленные экспериментально ОС обусловлены особенностями кинетики распада аустенита в заэвтектоидных сталях.

Теоретически проанализированы совместные ориентационные соотношения между аустенитом, видманштеттовыми карбидами и мартенситом в зависимости от типа ОС ВК/аустенит (экспериментально обнаруженных ОС Питча, Томпсона и теоретически выведенных ОС Слизвика). Между аустенитом и мартенситом выполняются ОС Курдюмова–Закса (К–З). Задача исследования состояла в проведении анализа относительного расположения полюсов ВК и мартенсита на совмещенной стереографической проекции трех фаз с учётом всех возможных вариантов ОС. Расположения полюсов ВК по отношению к координатам ОЦК мартенсита сравнивали с двумя различными типами экспериментально определённых соотношений между ферритом и цементитом – ОС Багаряцкого или Питча–Петча. Можно отметить, что это сравнение обнаружило полюсы ВК, близкие по отношению к мартенситным для ОС Багаряцкого, и совсем не обнаружило – для ОС Питча–Петча.

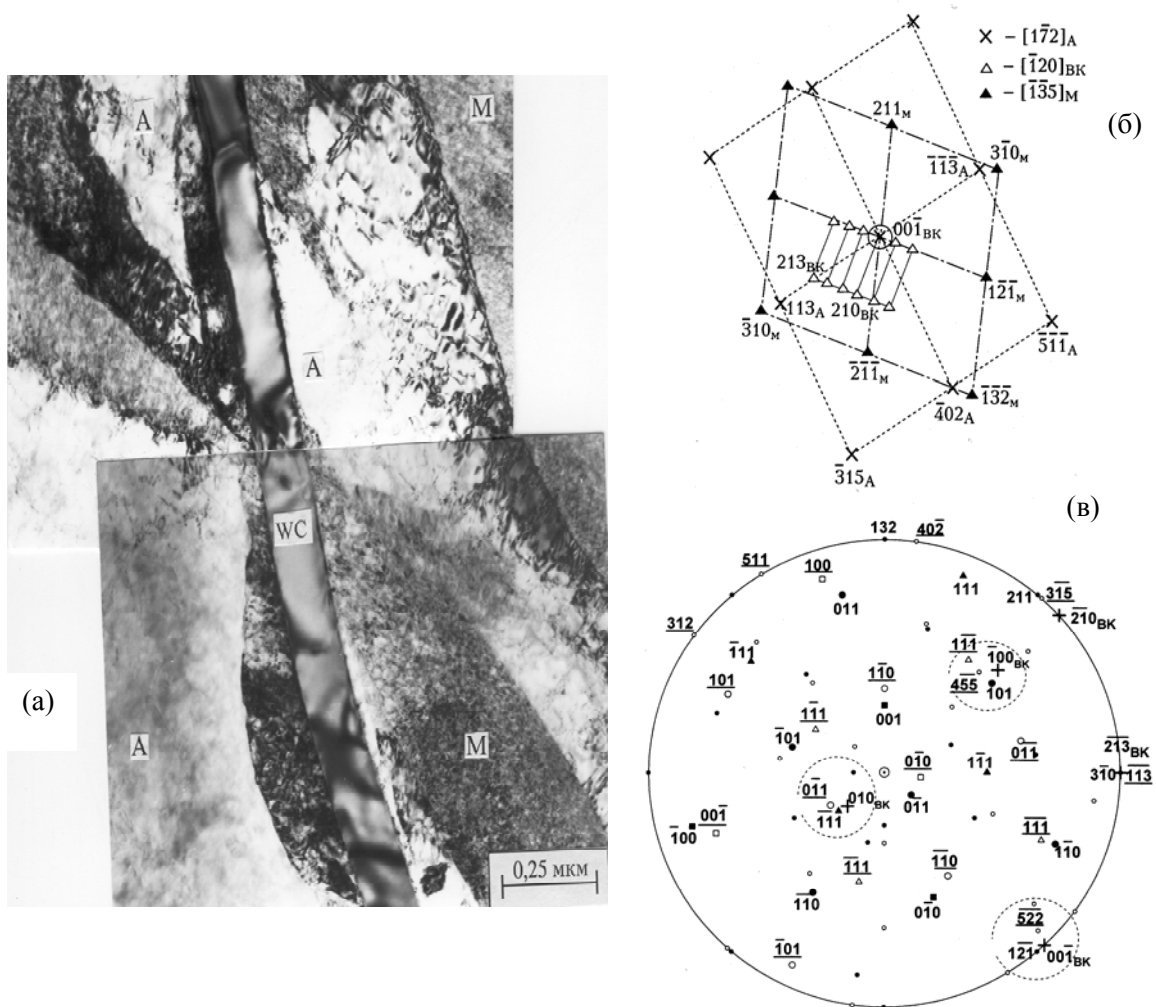


Рис.1. Структура стали 150Г4 после частичного $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения: *а* – светлопольное изображение; *б* – схема расшифровки дифракционной картины; *в* – стереографическая проекция, представляющая ориентационные соотношения между аустенитом, мартенситом и цементитом. Ось зоны $[1\bar{7}2]_A \parallel [\bar{1}\bar{3}5]_M \parallel [\bar{1}20]_{BK}$.

Расчет угловых отклонений от ОС Багаряцкого между мартенситом и ВК по всем полюсам $(100)_{BK}$, $(010)_{BK}$, $(001)_{BK}$ показал (см. Таблицу), что близкими к этим ОС являются только два варианта: 9 и 11. Эти соотношения для вариантов соответственно 9 и 11, имеют вид: $[100]_{BK} \parallel [55\bar{4}]_A \sim \parallel [10\bar{1}]_M$; $[010]_{BK} \parallel [1\bar{1}0]_A \sim \parallel [1\bar{1}1]_M$; $[001]_{BK} \parallel [\bar{2}2\bar{5}]_A \sim \parallel [\bar{1}\bar{2}\bar{1}]_M$ и $[100]_{BK} \parallel [554]_A \sim \parallel [110]_M$; $[010]_{BK} \parallel [1\bar{1}0]_A \sim \parallel [1\bar{1}1]_M$; $[001]_{BK} \parallel [22\bar{5}]_A \sim \parallel [1\bar{1}\bar{2}]_M$. На рис.2 для этих двух вариантов показаны полные ориентационные соотношения между аустенитом, ВК и мартенситом.

Установлено, что для каждого из рассмотренных ОС ВК/аустенит после завершения мартенситного превращения соотношения между ВК и мартенситом оказываются близкими к известным ОС Багаряцкого только в двух из 12 возможных вариантов. В случае ОС Питча между ВК и аустенитом это варианты с общим направлением $[010]_{BK}$, параллельным плотноупакованным направлениям аустенита и мартенсита, входящим в ОС Курдюмова-Закса, которые и наблюдаются экспериментально. Результаты расчета для ОС Слизвика (достаточно близких к ОС Питча) отличаются не намного и, в целом, аналогичны.

Проведенный расчет показывает, что экспериментально полученные результаты не являются случайными. Мы полагаем, что особенности структуры межфазной границы ВК/аустенит оказывают существенное влияние на выбор варианта ОС Курдюмова-Закса при мартенситном превращении.

Т а б л и ц а. Варианты ОС Питча между видманшеттовыми карбидами (ВК) и аустенитом и углы отклонения вариантов ВК от ОС Багаряцкого с мартенситом

№ ва- риан	$[100]_{\text{ВК}} \parallel$	Отклонение от $\langle 011 \rangle_{\text{М}}$, град.	$[010]_{\text{ВК}} \parallel$	Отклонение от $\langle 111 \rangle_{\text{М}}$, град.	$[001]_{\text{ВК}} \parallel$	Отклонение от $\langle 112 \rangle_{\text{М}}$, град.
1	$[-455]_{\text{А}}$	25,75	$[01-1]_{\text{А}}$	49,47	$[-5-2-2]_{\text{А}}$	22,80
2	$[4-55]_{\text{А}}$	19,73	$[011]_{\text{А}}$	45,79	$[-5-22]_{\text{А}}$	13,93
3	$[455]_{\text{А}}$	5,77	$[01-1]_{\text{А}}$	49,47	$[-522]_{\text{А}}$	22,44
4	$[45-5]_{\text{А}}$	14,30	$[011]_{\text{А}}$	45,79	$[5-22]_{\text{А}}$	18,99
5	$[5-45]_{\text{А}}$	10,47	$[10-1]_{\text{А}}$	10,53	$[252]_{\text{А}}$	6,80
6	$[54-5]_{\text{А}}$	14,30	$[101]_{\text{А}}$	14,21	$[2-5-2]_{\text{А}}$	14,24
7	$[545]_{\text{А}}$	5,77	$[10-1]_{\text{А}}$	10,53	$[-25-2]_{\text{А}}$	11,99
8	$[-545]_{\text{А}}$	16,52	$[101]_{\text{А}}$	14,21	$[25-2]_{\text{А}}$	9,81
9	$[55-4]_{\text{А}}$	4,76	$[1-10]_{\text{А}}$	0,00	$[-2-2-5]_{\text{А}}$	4,76
10	$[-554]_{\text{А}}$	19,48	$[110]_{\text{А}}$	20,14	$[-22-5]_{\text{А}}$	5,12
11	$[554]_{\text{А}}$	5,77	$[1-10]_{\text{А}}$	0,00	$[22-5]_{\text{А}}$	5,77
12	$[5-54]_{\text{А}}$	14,34	$[110]_{\text{А}}$	20,14	$[-225]_{\text{А}}$	14,21

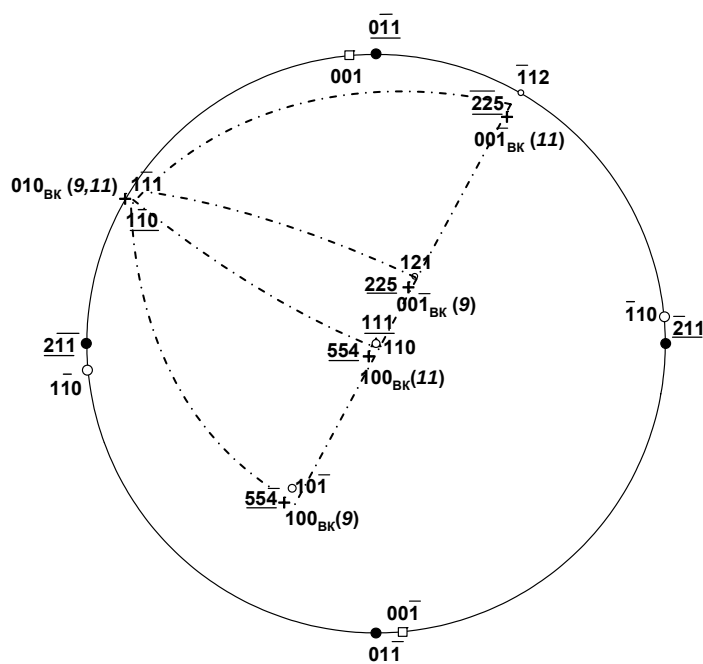


Рис.2. Совместная стереографическая проекция аустенита и мартенсита при ОС Курдюмова-Закса, ось зоны $[111]_{\text{А}} \parallel [110]_{\text{М}}$.

Отмечены положение полюсов $(100)_{\text{ВК}}$, $(010)_{\text{ВК}}$ и $(001)_{\text{ВК}}$, отвечающих 9 и 11 вариантов (см. Таблицу) ОС Питча между ВК и мартенситом. Обозначения: $\square, \circ, -$ полюсы hkl мартенсита, $\bullet, \blacktriangle$ – полюсы hkl аустенита, $+$ – полюсы ВК.

Известно, что выделение ВК приводит к обеднению углеродом прилегающих к ним областей аустенита и способствует превращению при последующем охлаждении этих участков в мартенсит. Можно предположить, что наличие ступенчатой межфазной границы ВК/аустенит может оказывать влияние на прохождение мартенситного превращения. Это влияние, главным образом проявляется в том, что межфазные дислокации создают напряжения, способствующие предпочтительной реализации определенных вариантов ОС Курдюмова-Закса при мартенситном превращении.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов НШ- 5969-2006.3 и гранта 37-06-02 Фонда науки и образования «Интелс»

ОРИЕНТАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ γ - ϵ - α' МАРТЕНСИТНОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ АУСТЕНИТНОЙ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ С НИЗКОЙ ЭНЕРГИЕЙ ДЕФЕКТА УПАКОВКИ

Киреева И. В., Чумляков Ю. И., Кириллов В. А.

Сибирский физико-технический институт, Томск,

kireeva@spti.tsu.ru

На [011]-, [-111]-, [-123]-, [012]-, [001]- монокристаллах аустенитной нержавеющей стали Fe-17%Cr-12%Ni-2%Mn-0,75%Si (мас.%) с низкой энергией дефекта упаковки $\gamma_0 = 0,01$ Дж/м² методами рентгеноструктурного анализа и электронной микроскопии исследовано развитие γ - ϵ - α' мартенситного превращения (МП) при деформации растяжением в зависимости от ориентации оси кристалла и температуры испытания. Показано, что понижение температуры испытания $T < 173$ К в монокристаллах стали приводит к развитию γ - ϵ - α' МП при пластической деформации. Установлено, что при $T = 77$ К величина деформации скольжением, предшествующей γ - ϵ МП, зависит от ориентации оси кристалла. В [011]-, [-111]- кристаллах при растяжении γ - ϵ МП развивается с начала пластического течения $\epsilon \leq 3\%$, тогда как в [-123]-, [012]- кристаллах – после значительной деформации скольжением $\epsilon = 16$ –70%, соответственно. Физическая причина ориентационной зависимости γ - ϵ МП связана с влиянием внешних напряжений σ на величину расщепления полной дислокации $a/2\langle 110 \rangle$ на частичные дислокации Шокли $a/6\langle 211 \rangle$, которые создают зародыши ϵ -фазы. Показано, что ориентационная зависимость деформации скольжением, предшествующей γ - α' МП, определяется двумя факторами: ориентационной зависимостью деформации скольжением до γ - ϵ МП и зависимостью от ориентации работы U , необходимой для образования кристаллов α' - мартенсита. Ориентационная зависимость деформации скольжением, предшествующей γ - ϵ МП, приводит к развитию γ - α' МП в [-111]-, [011], [-123]- [012]- кристаллах с различной степенью дефектности и, соответственно, при разном уровне напряжений. Установлено, что в [-123]- кристаллах со слабо дефектной структурой γ - α' МП развивается при меньших напряжениях $\sigma_{кр}$, чем в [012], [-111], [011]- кристаллах с сильно дефектной структурой. В [001]- кристаллах γ - α' МП макроскопически не наблюдается из-за подавления γ - ϵ МП в данных кристаллах. Установлено, что в [-111]-, [011], [-123]- [012]- кристаллах γ - α' МП может развиваться при $T = 300$ К после предварительной деформации при $T = 77$ К. Физическая причина, обуславливающая развитие γ - α' МП при $T = 300$ К, связана с развитием зародышей α' - мартенсита, которые образуются при $T = 77$ К в ходе пластической деформации. Развита термодинамическая схема, которая объясняет зависимость $\sigma_{кр}$ для γ - α' МП от ориентации кристалла или дефектности структуры при $T = 77$ К. Дислокационное упрочнение, достигаемое в ходе пластической деформации, увеличивает нехимическую движущую силу $\Delta G_{нехим}$ для γ - α' МП и стабилизирует аустенитную фазу, поскольку в сильно дефектной структуре движение межфазной γ - α' границы осложняется, и это приводит к развитию γ - α' МП при высоких $\sigma_{кр}$ в кристаллах с сильно дефектной структурой. Малые деформации создают внутренние ориентированные поля напряжений, которые, напротив, облегчают движение межфазной γ - α' границы и способствуют развитию γ - α' МП при малых $\sigma_{кр}$ в кристаллах со слабо дефектной структурой.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 06-08-00151а.

НЕЛОКАЛЬНОЕ УСЛОВИЕ ПРОЧНОСТИ И МАСШТАБНЫЕ ЭФФЕКТЫ РАЗУПРОЧНЕНИЯ

Вильдеман В. Э., Ильиных А. В.

Пермский государственный технический университет, Пермь,
wildemann@pstu.ru

Рассматриваются вопросы построения нелокальной теории прочности на основе представлений о разрушении как результате потери устойчивости процессов неупругого деформирования в условиях взаимодействия с нагружающей системой и реализации масштабных эффектов прочности.

Анализ экспериментальных данных о закономерностях закритического деформирования и условиях разрушения деформируемых тел, разработанные элементы математической теории устойчивой закритической деформации и результаты математического моделирования процессов разрушения структурно неоднородных тел приводят к выводам о том, что предельное напряжение не является константой материала. Прочностные характеристики, вероятно, должны быть отнесены не к материалу, как таковому, а к некоторой деформируемой области конечных размеров. Условия разрушения имеют нелокальный характер и ключевым образом определяются не только свойствами среды, но и механическими свойствами нагружающей системы. Последняя может играть роль жесткого «удерживающего» окружения, стабилизирующего процесс накопления дефектов, либо, напротив, «подпитывать» процесс повреждения запасенной упругой энергией, приводя к динамическому разрушению.

Математически обоснована целесообразность использования нелокальных критериев разрушения, предложено нелокальное условие прочности для частицы материала с учетом свойств окружающего материала, играющего роль нагружающей системы, в следующем виде:

$$S_{ijmn} \delta \varepsilon_{mn} \delta \varepsilon_{ij} > 0, \quad S_{ijmn}(\mathbf{r}) = V_{ijmn}(\mathbf{r}) - D_{ijmn}(\varepsilon, \mathbf{r}),$$

S_{ijmn} – сравнительная жесткость нагружения; V_{ijmn} – компоненты тензора жесткости нагружающей системы, определяемые свойствами среды, окружающей рассматриваемую частицу, геометрией тела и граничными условиями; D_{ijmn} – текущие значения компонент тензора модулей разупрочнения. Нахождение компонент тензора V_{ijmn} представляет собой самостоятельную задачу, связанную с построением тензора Грина для рассматриваемой точки тела или матрицы влияния при численной реализации.

Условия разрушения формируются в процессе деформирования. Разрушение не происходит при фиксированном, наперед заданном для данного материала значении какой-либо меры напряженного состояния в точке. Стремление к более адекватному прогнозированию момента разрушения, когда равновесная стадия накопления повреждений, в силу целого ряда условий, сменяется стадией неустойчивого, лавинообразного изменения системы дефектов, приводит к отказу от использования критериев прочности в традиционном их понимании. Предлагаемый альтернативный подход заключается в том, что условия разрушения в результате потери устойчивости процесса неупругого деформирования определяются непосредственно из решения краевой задачи, при формулировке которой диссипативные свойства материала учитываются в определяющих соотношениях с помощью материальных функций, а ус-

ловия нагружения – с помощью локальных или нелокальных граничных условий контактного типа.

На основе решения модельных краевых задач рассмотрены вопросы правомочности описания заключительной стадии деформирования структурно-неоднородных сред с помощью эффективных характеристик и целесообразности использования прочностных характеристик материала с размерностью длины. В результате численных экспериментов для зернистых композитов и анализа расчетных зависимостей инвариантов макронапряжений от инвариантов макродеформаций обнаружено, что параметры диаграмм деформирования зависят от масштаба осреднения (с увеличением размера расчетной области и, соответственно, количества структурных элементов в ней происходит вырождение ниспадающей ветви и снижение эффективного предела прочности на диаграмме). Полученные результаты ставят под сомнение возможность перехода к эффективным характеристикам на закритической стадии деформирования и косвенно свидетельствуют в пользу существования прочностных констант материала с размерностью длины, позволяющих описать масштабные эффекты прочности и разупрочнения (рис. 1).

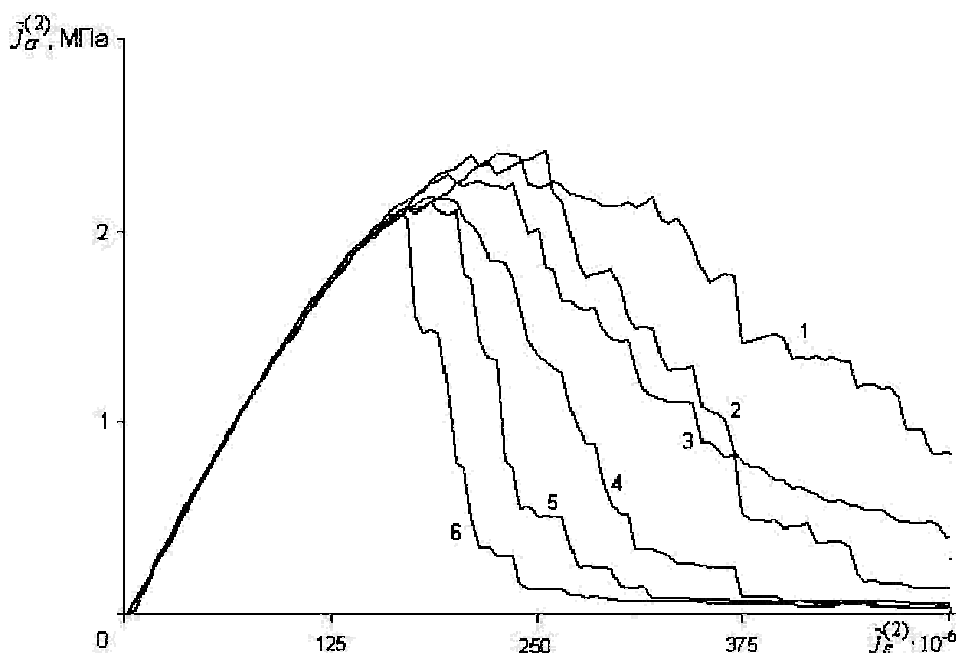


Рис. 1. Влияние размера области (количества структурных элементов N) на характер диаграмм деформирования:

1 – $N = 500$; 2 – $N = 1000$; 3 – $N = 2500$; 4 – $N = 5000$; 5 – $N = 10000$; 6 – $N = 20000$

(коэффициент вариации случайных прочностных свойств структурных элементов $K_V = 0,7$)

Разработка методологии целенаправленного формирования микроструктуры неоднородных материалов на базе новых моделей разрушения создает условия для управления процессами структурного разрушения с целью повышения деформационных ресурсов, трещиностойкости, несущей способности и живучести за счет обеспечения условий устойчивого протекания диссипативных процессов, включая накопление повреждений, необходимых для приспособления материалов к режимам эксплуатации.

Работа выполняется при финансовой поддержке по гранту РФФИ-Урал 07-01-96021.

ВЛИЯНИЕ КОМБИНИРОВАННОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА СТРУКТУРУ И СВОЙСТВА СПЛАВА NbTi

Белошенко В. А., Матросов Н. И., Спусканюк В. З., Чишко В. В.

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины,
Донецк, Украина,
chishko@ukr.net

Исследовали влияние комбинированной деформации, реализуемой методами равноканального многоугольного прессования (РКМУП) и РКМУП в сочетании с гидроэкструзией (ГЭ), волочением и термообработкой, на структурно-фазовое состояние и физические свойства сплава NbTi. Использовали биметаллические прутки сплава Nb + 60 ат. % Ti в медной (М06) матрице.

Установлено, что после горячего прессования при температуре 750 °С в сплаве присутствует субзеренная структура с четкими границами субзерен. Размер зерен 1 мкм. Плотность дислокаций внутри субзерен $\sim 10^6 \text{ см}^{-2}$. Имеет место текстура деформации. После РКМУП ($e = 9,84$) в образце появляются мелкие зерна с характерным размером 150...200 нм и большой разориентировкой. Плотность дислокаций увеличивается до $\sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$. РКМУП ($e = 9,84$) в комбинации с ГЭ ($e = 2,2-7,82$) способствует формированию более мелкодисперсной и однородной структуры с размером зерен 100–150 нм и плотностью дислокаций $\sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Комбинированная обработка активизирует процессы β -распада с выделением вторичных фаз, в частности, α -фазы. Отмечено повышение объемного содержания α -фазы до 7 % в деформированном состоянии сплава при РКМУП с величиной $e = 9,84$ и заключительной деформации ГЭ и волочением с $e = 7,82$. После непродолжительной термообработки (400 °С, 1 ч) в сплаве выпадает α -фаза по границам зерен, а с увеличением времени выдержки – и в тройных стыках. Количество α -фазы составляет 8–13 %, размер ее выделений – 50 нм.

Измерения плотности критического тока J_c на проволоочных образцах сплава NbTi показали следующее. Провод, полученный комбинированной деформацией с применением РКМУП, имеет более высокие ($\sim 30\%$ в поле 2 Тл и $\sim 60\%$ при 6 Тл) и стабильные токовые характеристики во всем диапазоне магнитных полей по сравнению с таковым, изготовленным без применения РКМУП. После термообработки J_c увеличивается во всем интервале магнитных полей. При этом образцы, полученные с применением РКМУП, имеют на 60–80 % большую величину J_c (рис. 1).

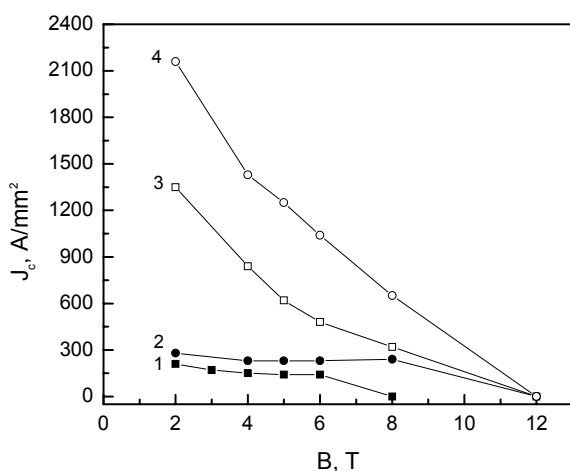


Рис. 1. Зависимости плотности критического тока проволоочных образцов сплава NbTi в деформированном состоянии (1, 2) и после ТО при 400 °С, 1 час (3, 4) от величины магнитного поля: 1, 3 – ГЭ + волочение; 2, 4 – РКМУП + ГЭ + волочение.

Данные результаты свидетельствуют об эффективности преобразования структуры под воздействием РКМУП. Использование метода РКМУП приводит к созданию однородной мелкодисперсной структуры материала с большим содержанием выделений α -фазы, равномерно распределенных по объему изделий. В результате достигается улучшение их эксплуатационных свойств.

СТРУКТУРНО-СКЕЙЛИНГОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В АНСАМБЛЯХ ДИСЛОКАЦИОННЫХ СУБСТРУКТУР И ОСОБЕННОСТИ КВАЗИХРУПКОГО, ПЛАСТИЧЕСКОГО И СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЙ МАТЕРИАЛОВ

Наймарк О. Б.

*Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь,
naimark@icmm.ru*

Развитая статистико-термодинамическая теория мезоскопических систем позволила установить новый класс критических явлений, обусловленных коллективными свойствами ансамблей дефектов – структурно-скейлинговые переходы – и предложить объяснение особенностей поли- и нанокристаллического состояния. Особенностью установленных критических явлений для неравновесных систем с дефектами является существование дополнительного параметра порядка – параметра структурного скейлинга, зависящего от масштабных характеристик среды, взаимодействия дефектов и играющего роль «эффективных температур» неравновесных состояний, обусловленных дефектами. Предложенная на основе статистического описания термодинамика и феноменология данных систем явилась обобщением подхода Гинзбурга–Ландау и позволила установить качественно-различную динамику структурно-скейлинговых переходов в соответствующих областях параметра структурного скейлинга, связанную с типами коллективных мод ансамблей дефектов, характерных для квазихрупкого, вязкого (пластического) и нанокристаллического состояний. Данные моды, являясь обобщенными переменными указанных структурных состояний, определяют спектр термодинамических и динамических свойств материалов. Понимание связи типов коллективных мод в ансамблях дефектов, с физикой и механикой указанных состояний позволила предложить объяснение механизмов перехода между ними, роль масштабных факторов, связь динамики обсуждаемых мод с релаксационными свойствами (пластичностью), локализацией разрушения. Применительно к нанокристаллическому состоянию показано, что переход к последнему связан с качественным изменением типа коллективных мод в ансамбле зернограницных дефектов: от автосолитонных мод, определяющих перенос импульса при пластическом (пороговом) течении материала, к бризерам – пространственно-локализованным конечно-амплитудным модам, формирующим в материале «неравновесную решетку», которая качественным образом изменяет симметричные (скейлинговые), термодинамические и динамические свойства системы. Установленные особенности структурно-скейлинговых переходов при уменьшении размера зерен позволили предложить объяснение механизмов нарушения закона Холла–Петча, аномалий диффузии.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРОВ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЯЧЕЕК ТЕТРАГОНАЛЬНЫХ СТРУКТУР ПО МЕЖСИНГЛЕТНЫМ РАССТОЯНИЯМ РЕНГЕНОВСКИХ ДИФРАКЦИОННЫХ ОТРАЖЕНИЙ

Ткачёв С. П.

СамГТУ, Самара

physics@samgtu.ru

Одним из основных требований прецизионного определения размеров элементарных ячеек кристаллических структур является тщательное исключение из экспериментальных результатов систематических погрешностей рентгеновской дифрактометрии. С этой целью широко используются аналитические, графические и статистические методы. В работе [1] показана возможность определения размеров элементарных ячеек кубических структур с помощью межсинглетных угловых расстояний дифракционного спектра монохроматического рентгеновского излучения. Предлагаемый метод не требует знания абсолютных значений углов отражений, надёжен и удобен в практическом применении.

Преимущество такого подхода в том, что из разности углов исключается смещение счётчика из нулевого положения и эксцентриситет гониометра, а также уменьшаются систематические погрешности, обусловленные инструментальными aberrациями и закономерностями дифракции рентгеновских лучей.

Ниже показан аналогичный подход к определению размеров элементарных ячеек тетрагональных структур по расстояниям между отдельными отражениями.

Из квадратичной формы для тетрагональной сингонии следует

$$\frac{\sqrt{h_1^2 + k_1^2 + l_1^2 \frac{a^2}{c^2}}}{\sqrt{h_2^2 + k_2^2 + l_2^2 \frac{a^2}{c^2}}} = \frac{1}{\cos \delta + \sin \delta \sqrt{\frac{4a^2}{\lambda^2 \left(h_1^2 + k_1^2 + l_1^2 \frac{a^2}{c^2} \right)} - 1}}. \quad (1)$$

Для отражений $(h_i \ k_i \ 0)$ из (1) следует:

$$\frac{\sqrt{h_1^2 + k_1^2}}{\sqrt{h_2^2 + k_2^2}} = \frac{1}{\cos \delta + \sin \delta \sqrt{\frac{4a^2}{\lambda^2 (h_1^2 + k_1^2)} - 1}}. \quad (2)$$

Здесь δ – угловое расстояние между отражениями $(h_1 \ k_1 \ l_1)$ и $(h_2 \ k_2 \ l_2)$, $(h \ k \ l)$ – индексы Миллера.

Используя необходимые отражения и какой либо метод численного решения уравнений, с помощью (2) определяется параметр a , затем выражение (1) применяется для расчёта c или c/a . Реализация метода требует наличия в дифракционных спектрах отражений с определёнными индексами Миллера, что не вызывает затруднений при исследовании монокристаллов. Анализ поликристаллических объектов с низкой степенью тетрагональности требует применения методов разделения тетрагональных мультиплетов [2].

1. Ткачёв С.П. Безэталонное определение размеров элементарных ячеек кубических структур. // Сборник тезисов. 16 Петербургские чтения по проблемам прочности.– Санкт Петербург. – 2006.– С.175.

2. Ткачёв С.П., Ткачёва Г.И., Кавтаськин С.В. Рентгенографическое исследование кристаллических структур при неразрешающихся дифракционных дублетах // Зав. лаб. — 2005. — Том 71, №3. — С.33 – 37.

ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСИИ В ЗАДАЧАХ МЕХАНИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА С БОЛЬШИМИ ГРАДИЕНТАМИ

Прозорова Э. В.

С.-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург,
prozorova@niimm.spbu.ru

Рассматривается применимость различных моделей описания и роль изменения момента количества движения и, следовательно, изменения момента силы, которые отвечают за вращение элементарного объема, в механике сплошной среды. Существуют две альтернативные формулировки условий равновесия. Одно условие – условие равновесия сил, и второе – условие равновесия моментов. В случае выполнения первого условия второе условие выполняется «автоматически». На существование двух типов условий равновесия указывал Л.Д. Ландау [1].

На роль момента количества движения обращали внимание Л.Д. Ландау, С. де Гроот, П. Мазур, И. Дьярмати, И. Пригожин, Л.И. Седов. Наиболее развито это направление в моментной теории упругости (Р.Д. Миндлин, В.А. Пальмов, А.Г. Горшков, Э.И. Старовойтов, А.В. Яровой, В.М. Левин, С.Е. Канаун, Э.Л. Аэро и др.).

Недостающим звеном в моментной теории являются замыкающие соотношения. Самый простой подход описания неравновесного процесса – записать законы сохранения классической механики сплошной среды: массы, импульса и энергии в интегральной форме, потребовать выполнения условий гладкости функций и перейти к дифференциальным уравнениям, что предполагает возможность стягивания объема в точку и отказ от учета каких-либо процессов внутри объема.

В классической теории упругости постулируются условия равновесия сил. Тогда получается симметричный тензор напряжений, который и заменяет закон сохранения момента количества движения. Однако можно предложить второй тип условий равновесия как условие равновесия моментов. Первый тип условий получается как частный случай. При втором типе условий тензор напряжений получается несимметричным. Оценивается порядок вклада несимметричности тензора относительно основного напряжения. Обсуждается необходимая модификация других условий, используемых в классической теории упругости. Приводятся примеры использования предложенных условий равновесия для некоторых частных задач. С единой точки зрения рассматриваются математические свойства уравнений теории упругости, теории идеальной пластичности и уравнений Навье–Стокса при малых числах Рейнольдса.

1. Prozorova E.V. Influence of dispersion in mechanics. Seventh International Workshop on Nondestructive testing and Computer Simulations in Science and Engineering. Proceedings of SPIE. V.5400. 2003. pp. 212-219.
2. Прозорова Э.В. Влияние дисперсионных эффектов в задачах аэродинамики. Математическое моделирование. N 6. 2005. с. 13-20
3. Воронкова А.И., Прозорова Э.В. Влияние дисперсии на распространение возмущений в некоторых задачах механики. Математическое моделирование. 2006 N.10 с.3-9

МАРТЕНСИТНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ, ЭФФЕКТ ПАМЯТИ ФОРМЫ И СВЕРХЭЛАСТИЧНОСТЬ В МОНОКРИСТАЛЛАХ NiFeGa, CoNiGa, CoNiAl, NiMnGa

Чумляков Ю. И., Панченко Е. Ю., Киреева И. В., Овсянников А. В.,
Кириллов В. А., Тимофеева Е. Е., Победенная З. В., Караман И.

ОСП «Сибирский физико-технический институт», Томск,
chum@phys.tsu.ru

В работе представлены результаты систематического исследования развития термоупругих мартенситных превращений при охлаждении/нагреве, под действием внешних напряжений и постоянного магнитного поля в ферромагнитных монокристаллах NiFeGa (I), CoNiGa (II), CoNiAl (III), NiMnGa (IV).

1. Показано, что величина эффекта памяти формы (ЭПФ) в кристаллах I-IV зависит от ориентации оси кристалла и способа деформации растяжения/сжатия. Экспериментальные значения ЭПФ ε_0 согласуются с теоретически рассчитанными значениями деформации решетки при мартенситных переходах. Это означает, что при $T < M_s$ (M_s – температура начала прямого мартенситного превращения при охлаждении) приложение нагрузки к самоаккомодирующей мартенситной структуре приводит к образованию монокристалла мартенсита, не содержащего двойников. Нагрев до $T > A_f$ (A_f – температура конца обратного мартенситного превращения при нагреве) приводит к образованию монокристалла высокотемпературной фазы.

2. Для кристаллов I-IV в интервале $M_s < T < M_d$ (M_d – температура, при которой напряжения, необходимые для образования мартенсита под нагрузкой, равны напряжениям начала пластического течения высокотемпературной фазы) наблюдается линейное возрастание деформирующих напряжений $\sigma_{кр}(T)$, необходимых для образования мартенсита под нагрузкой, и выполняется соотношение Клапейрона–Клаузиуса:

$$\frac{d\sigma_{кр}}{dT} = -\frac{\Delta H}{\varepsilon_0 T_0} \quad (1)$$

Здесь ΔH – энтальпия превращения; ε_0 – деформация превращения; T_0 – температура химического равновесия мартенситной и высокотемпературной фаз. В полном соответствии с (1) экспериментальные значения $\alpha = d\sigma_{кр}/dT$ зависят от ориентации кристаллов, способа деформации и $\alpha \sim 1/\varepsilon_0$.

3. Зависимость величины механического гистерезиса $\Delta\sigma$ и $\alpha = d\sigma_{кр}/dT$ от ориентации кристаллов определяют температуру T_1 начала сверхэластичности. Разработана термодинамическая схема, объясняющая отклонение T_1 от A_f . Показано, что высокие значения $\Delta\sigma$ и низкие значения $\alpha = d\sigma_{кр}/dT$ приводят к максимальным значениям T_1 .

4. Впервые в кристаллах I-III обнаружена сверхэластичность при $T < 450$ °С. Установлены необходимые условия для реализации высокотемпературной сверхэластичности: низкие значения $\alpha = d\sigma_{кр}/dT$, высокие прочностные свойства высокотемпературной фазы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Гранта CRDF, RUE1-2690-TO-05, Грантов РФФИ – 05-08-17915, 06-08-08011офи.

ОЦЕНКА КОМПЛЕКСНЫХ ПОКАЗАТЕЛЕЙ КАЧЕСТВА КОМБИНИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОПРОВОДНЫХ НИТЕЙ

Скобова Н. В., Замостоцкий Е. Г.

Витебский государственный технологический университет, Витебск, Беларусь

На кафедре «Прядения натуральных и химических волокон» разработана технология получения комбинированных электропроводных нитей на тростильно-крутильных машинах. Процесс формирования осуществлялся в два этапа. На первом переходе тростильно-крутильных машин скручивались медная микропроволока и комплексная химическая нить, на втором переходе – соединяли заготовку с первого перехода с другой комплексной нитью.

Комплексными показателями качества комбинированных электропроводных нитей, характеризующими их механические свойства с учетом параметров структуры и свойств исходных компонентов, являются элементарная работа разрыва W_p и модуль жесткости на растяжение E_p . Оценку производственного качества крученых нитей проводят по показателю работоспособности W_k , Дж/г:

$$W_k = \frac{W_y}{(1 + 0,01C_p)^2}, \quad (1)$$

где C_p – коэффициент вариации по разрывной нагрузке, %; W_y – удельная работа разрыва, Дж/г, которую можно определить по формуле Корицкого К.И.

$$W_y = 0,098 \cdot W_p. \quad (2)$$

Тогда

$$W_k = \frac{0,098 \cdot W_p}{(1 + 0,01C_p)^2} \quad (3)$$

Элементарную работу разрыва определяем из кривой растяжения комбинированных электропроводных нитей.

Проводился двухфакторный эксперимент по определению влияния соотношения первичной и вторичной круток на работоспособность комбинированных нитей. В таблице представлены рассчитанные по формуле (3) значения показателя W_k при различном соотношении круток.

Т а б л и ц а. Работоспособность крученых нитей при различном сочетании круток

Величина первичной крутки (K_1), кр/м	Величина вторичной крутки (K_2), кр/м		
	480	530	570
390	1,54	1,65	1,64
480	1,72	1,68	1,73
570	1,62	1,53	1,41

Анализируя данные таблицы можно отметить, что наибольшей работоспособностью обладают комбинированные электропроводные нити при сочетании первичной крутки 480 кр/м и вторичной крутки 480 кр/м.

С использованием программы статистики получена модель, описывающая характер связи между работоспособностью и крутками K_1 и K_2 .

$$W_k = 1,7 - 0,045 \cdot K_1 - 0,135 \cdot K_1^2 - 0,077 \cdot K_1 \cdot K_2,$$

Согласно полученной математической модели величина работоспособности крученых нитей в наибольшей степени зависит от первичной крутки и от сочетания двух круток.

ДИФфуЗИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ОКРЕСТНОСТИ СТРУКТУРНЫХ ДЕФЕКТОВ НАНОМАТЕРИАЛОВ

Власов Н. М.

НИИ НПО «Луч», , Подольск,

iifedik@luch.podolsk.ru

Характерной особенностью наноматериалов является наличие разветвленной сети границ зерен и их тройных стыков. Превалирующая роль последних обуславливает своеобразие диффузионных процессов в этих материалах. Тройные стыки границ зерен являются концентраторами напряжений при внешнем нагружении (силовом или температурном). Это объясняется ориентационной зависимостью упругих и теплофизических характеристик материала соприкасающихся зерен. Упругой моделью тройного стыка границ зерен служит клиновая дисклинация. Первый инвариант тензора напряжений этого структурного дефекта имеет логарифмическую зависимость от радиальной координаты. Такая зависимость позволяет получать точное аналитическое решение задач диффузионной кинетики в наноструктурных материалах [1,2].

Рассмотрен физический механизм расслоения твердого раствора в окрестности тройного стыка границ зерен. Кинетика процесса описывается уравнением параболического типа при соответствующих начальном и граничных условиях. Атомы примеси большого атомного радиуса (по отношению к основному материалу) диффузионно мигрируют в область напряжений растяжений, а примеси малого атомного радиуса – в область напряжений сжатия. Так происходит расслоение твердого раствора из атомов примеси разного сорта. Если концентрация примесных атомов превышает предел растворимости при данной температуре, то в некоторых материалах происходит образование новых фаз. Приведены аналитические зависимости для поля концентрации атомов примеси в окрестности клиновой дисклинации (упругая модель тройного стыка границ зерен). Поле напряжений клиновой дисклинации ускоряет процесс расслоения твердого раствора за счет изменения симметрии уравнения диффузии.

Наноструктурные материалы представляют интерес для перспективных направлений современной техники. Решение практических задач требует осознанного понимания физических механизмов протекающих процессов. Их моделирование на основе полей внутренних напряжений позволяет предсказывать поведение наноструктурных материалов в условиях эксплуатации. Аналитическое решение задач диффузионной кинетики можно использовать в качестве тестового примера при моделировании массопереноса в наноматериалах с более сложной координатной зависимостью полей напряжений.

Список литературы

1. Власов Н.М., Федик И.И. Диффузия примесей внедрения через цилиндрическую оболочку с остаточными напряжениями. // Доклады Академии Наук, 2002. Том 384, № 3, С.324-327.
2. Власов Н.М., Федик И.И. Расслоение твердого раствора в поле остаточных напряжений. // Доклады Академии Наук, 2002. Том 382, № 2. С.186-189.

МЕХАНИЧЕСКОЕ ДВОЙНИКОВАНИЕ И АСИММЕТРИЯ МЕХАНИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ НИКЕЛИДА ТИТАНА

Тюменцев А. Н., Сурикова Н. С., Лысенко О. В.

*Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск,
Томский государственный университет, Томск*

Обобщены результаты экспериментального и теоретического исследования закономерностей механического двойникования и асимметрии механического поведения при растяжении и сжатии монокристаллов сплавов на основе никелида титана.

Представлен новый механизм механического двойникования В2 фазы в TiNi сплавах – механизм прямых плюс обратных ($B2 \rightarrow B19(B19') \rightarrow B2$) мартенситных превращений (МП) с осуществлением обратных превращений по альтернативным системам. Показано, что с привлечением этого механизма в кристаллической решетке В2 фазы удастся в единой модели описать традиционное для ОЦК кристаллов механическое двойникование по плоскостям типа $\{112\}$, образование двойников в плоскостях со сложными ($\{113\}$, $\{332\}$, $\{114\}$, $\{225\}$) индексами и явление локализации деформации с формированием полос локализации деформации с малоугловыми разориентировками.

В рамках этого механизма и в приближении малых деформаций с использованием модели мартенситных превращений, основанной на концепции "замерзания" кооперативных тепловых колебаний атомов плотноупакованных плоскостей в металлах, проведен теоретический анализ тензоров дисторсий при образовании указанных выше двойников деформации. Показано, что основной модой деформации в зонах двойникования является однородная деформация превращения типа деформации Бейна. Предполагается, что ее носителями являются формирующиеся в зонах высоких локальных напряжений неравновесные объемные образования, структурное состояние которых характеризуется наличием в пространстве междоузлий В2 фазы новых разрешенных состояний – узлов мартенситной фазы, движением атомов через которые осуществляется пластическая деформация и переориентация кристалла.

Установлена взаимосвязь асимметрии предела текучести при растяжении и сжатии монокристаллов TiNi сплавов в направлениях типа $\langle 001 \rangle$ с напряжением механического двойникования механизмом локального обратимого структурного превращения мартенситного типа. Показано, что критической модой дисторсии, определяющей величину этого напряжения, является однородная деформация превращения типа деформации Бейна. Введено понятие фактора нормальных напряжений, приведенных к главным осям тензора однородной деформации превращения. Показана возможность использования этого фактора для количественной оценки асимметрии предела текучести в $[001]$ монокристаллах TiNi сплавов, напряжений деформационного мартенситного превращения, для анализа ориентационной зависимости и асимметрии этих напряжений при разных температурах.

Работа проведена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований. Грант РФФИ № 06-02-16312-а.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПРОЧНОСТИ ТРЕХМЕРНЫХ УГЛЕРОД-УГЛЕРОДНЫХ КОМПОЗИЦИЙ

Веттегрень В. И., Башкарев А. Я.*, Бараусов А. В.*, Савицкий А. В.,
Заалишвили Н. Л., Габараева А. Д.

Физико-Технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург,
* Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург,
Victor.Vettegren@mail.ioffe.ru

Углерод-углеродные композиты широко применяются для создания конструкций, работающих при температурах до 3500 К. Однако до последнего времени отсутствует методика прогнозирования их разрушения в широком диапазоне температур. В настоящем сообщении изложены результаты анализа температурной зависимости прочности трехмерно армированного углерод-углеродного композита на основе кинетической концепции разрушения. На рис.1 показана температурная зависимость прочности углеродных волокон при скорости деформации $\approx 2 \text{ \%}/\text{min}$.

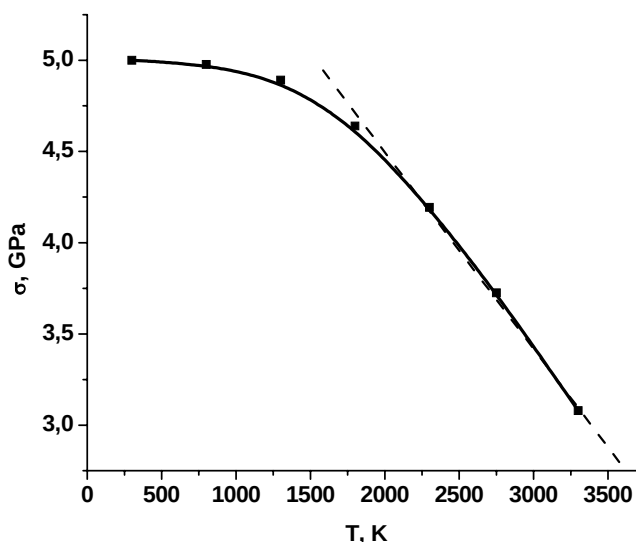


Рис. 1. Зависимость прочности углеродного волокна от температуры при постоянной скорости нагружения. Время до разрушения $t_f \approx 1$ мин.

Т.к. характеристическая температура T_{ch} , при которой статистика атомных колебаний углеродных материалов становится Больцмановской, превышает комнатную, запишем уравнение Журкова в следующем виде [4,5]:

$$\sigma = \frac{U_0}{\gamma} - \frac{kF_q(T)}{\gamma} \ln \frac{\tau}{\tau_0} \quad (1)$$

где τ – долговечность под нагрузкой σ , U_0 – энергия активации разрушения, γ – опытный параметр, k – константа Больцмана и $\tau_0 \approx 10^{-13}$ с. Здесь $F_q(T)$ – квантовая функция, обладающая следующими свойствами: до характеристической температуры T_{ch} она имеет постоянное значение, а при $T > T_{ch}$ становится равной температуре T . Значение T_{ch} определяется, как

$$T_{ch} \approx h\nu_s/3k, \quad (2)$$

где ν_s – частота валентных колебаний С-С связей, h – постоянная Планка. Чтобы найти ν_s , записывали Рамановские спектры углеродного волокна. Оказалось, что $\nu_s \approx 1580 \text{ cm}^{-1}$. Подставив это значение в (2), получим, что $T_{ch} \approx 750 \text{ K}$. Ниже указанной температуры значение $F_q \approx \text{const.}$, а выше – температуре измерений.

При испытаниях на разрывной машине, с учетом принципа накопления повреждений Бейли, уравнение (1) может быть переписано как [4,5]:

$$\sigma \approx \frac{U_0}{\gamma} - \frac{kF_q(T)}{\gamma} \ln \frac{0,1t_f}{\tau_0} \quad (3)$$

В согласии с уравнением (3), ниже 750 К прочность не зависит от температуры, а выше $\approx 1500 \text{ K}$ – температурная зависимость линейная. В промежуточной области – 800–1500 К – $\sigma \sim 1/T^2$. Продолжая прямую линию выше 1500 К до пересечения с осью абсцисс при температуре T^* , находим – $U_0 \approx 30kT^* \approx 15 \text{ eV}$. Т.к. U_0 не зависит от структуры, это же значение энергии активации разрушения имеет и матрица. Столь высокое значение U_0 обеспечивает сохранение целостности, как волокон, так и матрицы, т.е. конструкций из углерод–углеродных композитов. Измеряя тангенс угла наклона прямой линии выше 1500 К, можно определить и величину параметра γ для волокон, $\gamma \approx -30k(\Delta\sigma_f/\Delta T)^{-1} \approx 0,13 \text{ nm}^3$.

Температурная зависимость прочности исследованного нами образца композита показана на рис. 2. До 1800 К прочность уменьшается, а затем – растет.

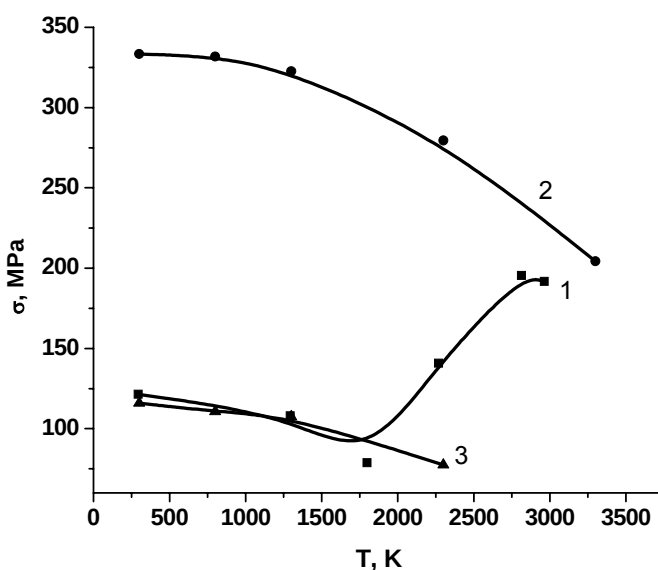


Рис 2. Температурные зависимости прочности композита: 1 – измеренная; 2 – рассчитанная для виртуального образца, состоящего только из нитей с идеально уложенными волокнами; 3 – для того же виртуального образца, но значения прочности уменьшены в 3 раза.

Для объяснения такой зависимости рассчитаем температурную зависимость прочности виртуального образца, в котором матрица отсутствует, а нагрузку держат только угольные нити с идеально уложенными волокнами. Доля площади поперечного сечения, приходящегося на нити, для исследованного нами образца $\approx 6,7 \%$. Рассчитанная с использованием этого значения зависимость прочности от температуры изображена на рис.2 кривой 2.

Видно, что при 300 К прочность виртуального образца в ≈ 3 раза больше, чем реального. Уменьшим прочность виртуального образца в 3 раза и наложим температурную зависимость для такого образца на температурную зависимость прочности реального (кривая 3). Видно, что они совпали друг с другом. Таким образом, умень-

шение прочности реального образца до 1800 К обусловлено уменьшением прочности углеродных волокон. При комнатной температуре матрица находится в стеклообразном состоянии. Так как волокна в нитях уложены недостаточно регулярно по отношению друг к другу, приложенное напряжение распределяется по ним неравномерно, и прочность композита уменьшается в три раза.

Известно, что при $T \geq T_{ch}$ создаются условия для возникновения молекулярной подвижности в углеродной матрице. Однако в высокоориентированных углеродных волокнах она по-прежнему остается "замороженной". При наличии хорошей адгезии молекулы матрицы стремятся уложиться параллельно оси волокон. Ориентация подавляет молекулярную подвижность. В этих условиях температурная зависимость прочности композита определяется температурной зависимостью прочности волокон.

С ростом температуры амплитуда колебаний атомов растет, а прочность адгезионных связей между волокнами и матрицей уменьшается. При ≈ 1800 К адгезионные связи между волокном и матрицей частично разрушаются. Под влиянием нагрузки предразрывная деформация образца начинает увеличиваться (рис.3), волокна начинают перемещаться относительно друг друга, напряжения на них выравниваются, и прочность растет.

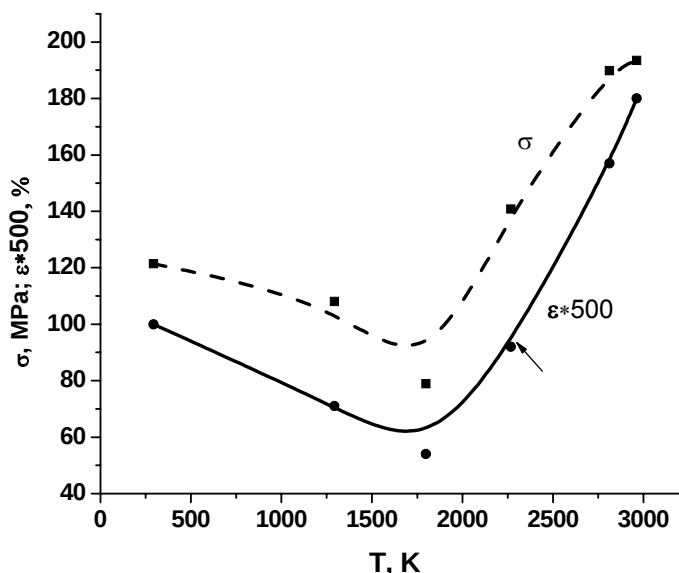


Рис. 3. Сопоставление прочности и разрывной деформации композита. Для наглядности значения деформации увеличены в 500 раз.

При 2800 К она достигает ≈ 195 МПа, которое всего лишь на 25% меньше прочности виртуального образца. Этот результат показывает, что прочность композита действительно задается прочностью нитей. На долю матрицы приходится не более 25%.

Таким образом, температурная зависимость прочности трехмерного углерод-углеродного композита определяется температурной зависимостью углеродных волокон и их взаимной укладкой в нитях.

Список литературы

1. Slutsker A.I. Macromol. Chem., Macromol. Symp. 1989, V. 27, P.207.
2. Bronnikov S.V., Vettegren V.I., Frenkel S.Ja. Adv. Polymer Sci. 1996. V. 125. P. 103.
3. Chollon G., Takahashi J.. Composites. Part A. 1999. V. 30. P. 507.
4. Регель В.Р., Слуцкер А.И., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука 1974. 560 с.
5. Петров В.А., Башкарев А.Я., Веттегрень В.И. Физические основы прогнозирования долговечности конструкционных материалов. СПб.: Политехника. 1993. 475 с.

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КВАРЦА ПРИ ИМПУЛЬСНЫХ МЕХАНИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

Веттегрень В. И., Щербаков И. П., Мамалимов Р. И., Воронцов В. В.

Физико-Технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург,
Victor.Vettegren@mail.ioffe.ru

В [1-5] установлено, что поверхность металлических пластин под влиянием импульсов механических напряжений, создаваемых импульсами лазерного излучения, люминесцирует. Это явление объяснено выделением энергии, запасенной в ядрах дислокаций, при их выходе на поверхность металла. В [6,7] люминесценция наблюдалась при трении кварцевого и органического стекол о стальной вал.

В данной работе приведены результаты исследований люминесценции пластинок кристаллического кварца при ударных воздействиях. Схема установки показана на рис. 1.

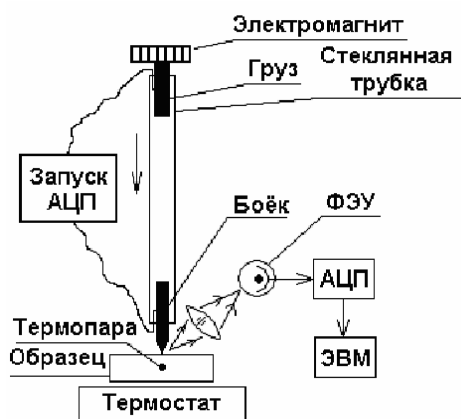


Рис. 1. Схема установки для исследования кинетики люминесценции кварца при ударе.

Объектом исследования являлись пластинки, выпиленные из монокристалла кварца, выращенного в лаборатории. Регуляция температуры пластинок осуществляется с помощью термостата. После выключения электромагнита груз с высоты ≈ 10 см падает на стальной боёк, находящийся в контакте с образцом. В момент касания груза с бойком включается 12 битный АЦП и начинается регистрация сигнала люминесценции. Через ≈ 10 мкс (время пробега звука по бойку) фронт поверхности ударной волны достигает поверхности кварца. Возникающее излучение попадает на катод ФЭУ-136, сигнал с него оцифровывается АЦП и поступает на ЭВМ.

Типичный фрагмент временной зависимости люминесценции показан на рис. 2. Обращает на себя внимание, что сигнал люминесценции возникают не сразу после достижения фронтом ударной волны поверхности, а через некоторое время задержки t_d (на рис.2 времена задержки показаны стрелками), которое уменьшается при увеличении температуры (рис. 3). Это позволяет предположить, что время задержки зависит от времени ожидания термических флуктуаций.

Чтобы выяснить природу излучающих центров были записаны спектры люминесценции. В них наблюдается полоса с максимумом при $\approx 1,6$ эВ. Согласно литературным данным [8,9] она соответствует, «самозахваченным экситонам», т.е. дефектам, образующимся при разрывах SiO связей. В таком дефекте атом кислорода захватывает дырку, а кремния – электрон.

На рис. 3 показаны наименее искаженные за счет взаимного наложения импульсы люминесценции.

Левый фронт импульсов, представляет собой вертикальную прямую линию. Это позволяет предположить, что такие «самозахваченные экситоны» частично уже существовали до удара. Предположение согласуется с результатами исследования, когда «жесткий» стальной боек был заменен на «мягкий» – латунный. В этом случае люминесценция наблюдалась только при первом ударе и отсутствовала при повтор-

ном. На рассматриваемой поверхности после удара латунным бойком визуально не наблюдались искажения типа отколов или каверн. Вероятно, в этом случае SiO связи были разорваны при приготовлении образца путем распиливания монокристалла алмазной пилой.

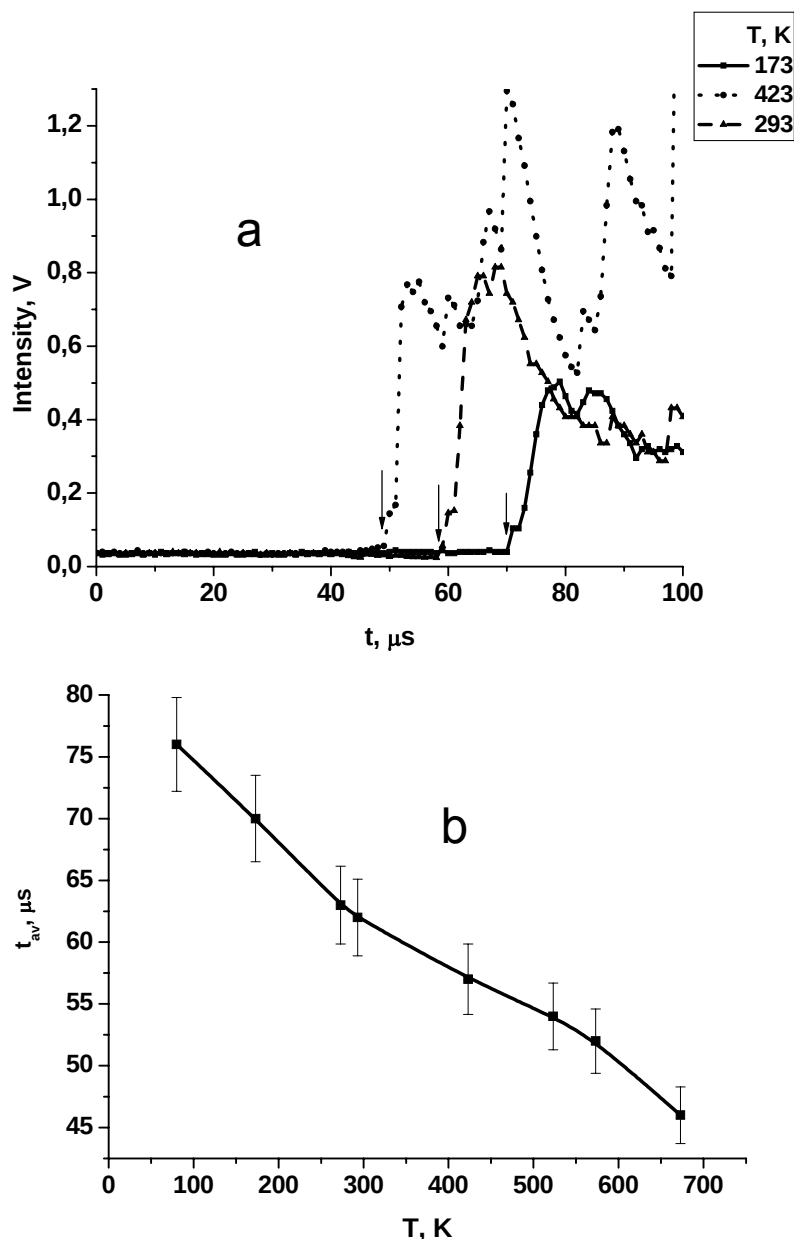


Рис.2. Временная зависимость интенсивности механолюминесценции после удара при различных температурах (а) и зависимость времени задержки от температуры (б).

В тоже время, после удара стальным бойком на поверхности образцов наблюдались каверны, и интенсивность люминесценции при последующих ударах изменялась произвольным образом. Вероятно, стальной боек также способен создавать «самозахваченные экситоны».

Правый фронт импульсов люминесценции хорошо описывается экспоненциальной зависимостью

$$I = I_0 \exp(-t/\tau_r)$$

где I_0 – интенсивность в максимуме импульса, а τ_r – характерное время релаксации возбужденного электронного состояния. Оказалось, что величина $\tau_r \approx 10$ мкс

и не зависит от температуры. Это означает, что люминесценция возникает в результате перехода между синглетными состояниями S_1 и S_0 [10].

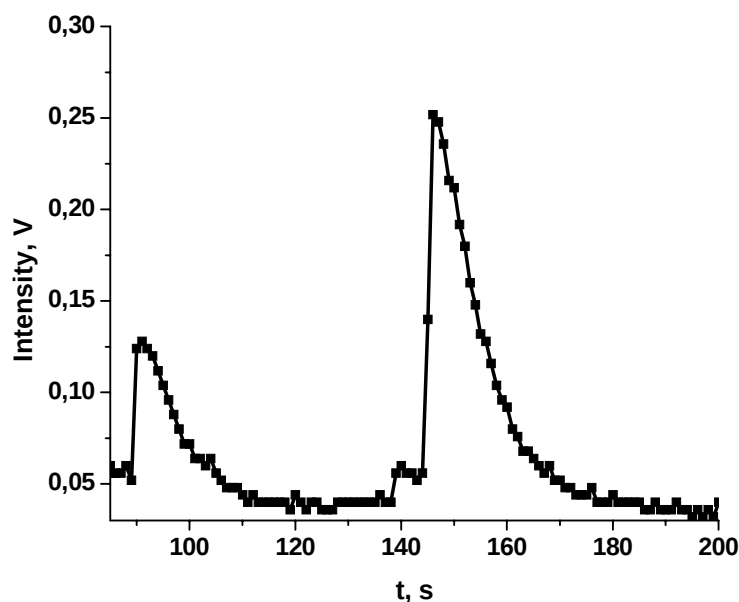


Рис. 3. Типичная форма импульсов люминесценции кварца при ударе.

Таким образом, при ударном воздействии на кварц возникает люминесценция. Она объяснена релаксацией «самозаваченных экситонов» под влиянием фронта звуковой волны возникающей при ударе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований. Грант № 05-08-01216-а

Список литературы

1. Абрамова К.Б., Веттегрень В.И., Щербаков И.П., Рахимов С.Ш., Светлов В.Н.. ЖТФ 1999, Т. 69, вып. 12, С. 102.
2. Абрамова К.Б., Щербаков И.П., Русаков А.И., Семенов А.А.. ФТТ 1999, Т. 41, вып. 2, С. 841.
3. Абрамова К.Б., Семенов А.А., Щербаков И.П.. ЖТФ. 2001, Т.71, вып.11, С. 48.
4. Абрамова К.Б., Веттегрень В.И., Щербаков И.П., Светлов В.Н.. ЖТФ. 2002, Т. 72. вып. 2, С. 129.
5. Банишев А.Ф., Панченко В.Я., Шишков А.В.. Письма в ЖТФ. 2004, Т. 30, вып. 6, С. 67.
6. Тохметов А.Т., Веттегрень В.И. ФТТ. 1989, Т.31, вып. 12, С. 175.
7. Тохметов А.Т., Веттегрень В.И. ФТТ. 1990, Т.32, вып. 1, С. 33.
8. Song K.S., Williams R.T. Self-Trapped Excitons. Berlin: Springer. 1996
9. Constantini J.M., Bisard F., Bioteau G.. J. Appl. Phys. 2000, V. 88, No.3, P. 1339.
10. Phosphor Handbook / Takashi Hase et al. Ed. Shigeo Shionoya, William M. Yen. Boca Raton: CRC Press. 1999, 921 p.

ЭЛЕКТРОН-НУКЛОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И ДИСЛОКАЦИОННЫЕ АНОМАЛИИ МИКРОКОНТАКТНЫХ СПЕКТРОВ МОНОКРИСТАЛЛОВ ЦИНКА

Никифоренко В. Н., Босин М. Е.

Институт измерительной техники «Циклон», Харьков, Украина
bosin@yandex.ru

Дислокационные атермические аномалии микроконтактных спектров (МКС) обнаруживаются на начальных участках спектров при энергиях в несколько миллиэлектронвольт [1,2]. Удовлетворительного объяснения этому явлению пока не получено.

В настоящей работе обращено внимание на случай электрон-нуклонного взаимодействия, который может быть реализован на начальных участках МКС в поле дислокационных источников волн зарядовой плотности. Этот случай относится к спин-орбитальному взаимодействию холодных нейтронов, область существования которых соответствует положению дислокационной энергетической щели $E_d = 1,5 \cdot 10^{-3}$ эВ с электронами, инжектируемыми в микроконтакте. В этом случае такое взаимодействие приводит к поляризации нейтронов при рассеянии. Поляризация нейтронов при прохождении сквозь образец физически связана с эффектом интерференции между ядерным и магнитным рассеянием нейтронов. При прохождении нейтронной волны в кристалле с дислокациями имеет место интерференционный эффект вторичной экстинкции, приводящий к ослаблению интенсивности на начальном участке МКС. В случае медленных нейтронов экстинкция играет особенно важную роль, так как линейный коэффициент поглощения медленных нейтронов в $\sim 10^4$ раз меньше, чем для рентгеновских лучей. По этой причине экстинкция в случае нейтронов, распространяющихся в поле микроконтакта, окруженного дислокационным скоплением, может рассматриваться как основной процесс, ответственный за ослабление интенсивности МКС.

Следует заметить, что введение дислокаций в микроконтактную область существенно повышает разрешение МКС. Это связано с тем, что в области микроконтакта с дислокациями имеет место взаимодействие двух осциллирующих полей – основного, генерируемого в микросужении, и дислокационного, обусловленного ядрами дислокационных скоплений, сформированных вблизи МК. При приближении частот этих осциллирующих полей к ларморовской частоте процессы переориентации нейтронных магнитных моментов становятся все более вероятными. В результате изменяется поляризация медленных нейтронов, что влечет к ослаблению регистрируемой интенсивности. Полученные экспериментальные данные позволяют рассчитать величину гиромагнитного отношения γ – магнитного момента к спину, которая в первом приближении оказывается равной -2 . Для сравнения: в прямых экспериментах Альварса и Блоха $\gamma = -1,935$.

На основании проведенных оценок величины заряда нуклона, отклоняющегося в СВЧ поле дислокационного скопления, сделано предположение об активации в области МК механизмов, приводящих к разделному спиновому состоянию нейтрона и протона.

Список литературы

1. Никифоренко В.Н. ИФЖ, т.70, №4, 23 (1997).
2. Никифоренко В.Н., Лаврентьев Ф.Ф. ДРАН, т.373 (2), 178 (2000).

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕГРАДАЦИИ МИКРОСТРУКТУРЫ СТАЛИ 25Х1М1Ф ПОСЛЕ ЭКСПЛУАТАЦИОННОЙ НАРАБОТКИ

Ясний П. В., Гладько В. Б., Марущак П. О., Бищак Р. Т.

*Тернопольский государственный технический университет имени Ивана Пулюя,
Тернополь, Украина*

Ролики слябовых машин непрерывного литья заготовок (МНЛЗ) эксплуатируются в условиях циклических термомеханических нагрузок, что приводит к деградации материала, появлению сетки микротрещин, их коалесценции и распространению макротрещины. Для роликов изготовленных из теплостойкой стали 25Х1М1Ф срок службы, в условиях непрерывного производства составляет 3–6 месяцев. В соответствии с требованиями производства, МНЛЗ должна выпустить не менее 1 млн. тонн заготовок без замены роликов. Ресурс ролика МНЛЗ зависит от стадийности накопления повреждаемости, истощения пластичности и деградации микроструктуры при циклическом деформировании в высокотемпературных (до +600 °С) условиях. В работе исследовали влияние циклической упругопластической наработки ролика МНЛЗ, в эксплуатационных условиях, на микроструктуру цельнокованого ролика, снятого с эксплуатации после 4500 плавов (по 330...350 т). Ролик изготовлен из стали 25Х1М1Ф и эксплуатировался на ММК им. Ильича (Мариуполь).

Микроструктуру материала ролика исследовали на электронном просвечивающем микроскопе ПЕМ-125К методом тонких фольг. Объекты для микроструктурных исследований вырезали в поперечном направлении. Окончательное утончение объектов производили методом струйного электролитического полирования фольги в электролите, который состоял из 10% HClO_4 + 90% CH_3COOH при напряжении 140 В и силе тока 90 мА.

Сталь 25Х1М1Ф относится к феррито-перлитному классу. Установлено, что микроструктура материала – однородный мелкодисперсный сорбит. Электронно-микроскопические исследования выявили наличие структурно-свободного феррита, перлитных колоний, которые размещены в различных частях ферритных зерен и перлитных зерен. В исходном состоянии материал имеет упорядоченную сетчатую дислокационную структуру. В материале после эксплуатационной наработки заметны изменения дислокационной структуры, так наблюдалось увеличение удельного количества клубковой и ячеистой не разориентированной субструктуры. Присутствуют отдельные участки материала с ячеистой разориентированной структурой, заметно увеличение ширины дифракционных линий. Изображение стали, независимо от типа дислокационной субструктуры, содержат значительное количество изгибающих эстинкционных контуров, что указывает на упруго-пластический изгиб материала. Феррит стали 25Х1М1Ф упрочнен равномерно распределенными карбидами, которые способствуют блокированию движения дислокаций и, соответственно, повышают уровень напряжения пластического деформирования. Наблюдали разрушение пластинок цементита и зарождение микропор, что свидетельствует о локальных деформациях материала.

Проведенный макро- и микроанализ материала ролика позволяет сделать вывод, что образование сетки разгара не связано с различиями в размерах зерен микроструктуры, охрупчиванием границ и дефектами субструктурных составляющих стали 25Х1М1Ф. Выявленные трещины являются результатом субструктурных превращений малоциклового усталости и истощения пластичности материала во время циклического упруго-пластического деформирования.

ПОВЫШЕНИЕ ХРУПКОЙ ПРОЧНОСТИ ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫМ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИМ НАГРУЖЕНИЕМ

Ясний П. В., Пындус Ю. И., Окипный И. Б., Шульган И. В.

*Тернопольский государственный технический университет имени Ивана Пулюя,
Тернополь, Украина*

Предварительное термомеханическое нагружение (ПТН) тел с трещинами заключается в нагружении тела при температуре, которая превышает температуру вязко-хрупкого перехода и приводит к повышению сопротивления хрупкому разрушению. Повышение сопротивления материалов хрупкому разрушению после ПТН обусловлено сменой напряженно-деформированного состояния, деформационным упрочнением материала в вершине трещины и ее затуплением.

Исследование влияния ПТН на остаточное раскрытие вершины трещины и сопротивление хрупкому разрушению проводили на сервогидравлической испытательной машине СТМ-100 с управлением от ПК. Исследовали на внецентренное растяжение компактных образцов толщиной 19 мм из стали 15Х2МФА ($\sigma_{0,2} = 900$ МПа, $\sigma_B = 1000$ МПа при $T = 20$ °С). Предварительно на всех образцах выращивали исходные усталостные трещины при комнатной температуре в соответствии с требованиями стандартов.

Предварительное термомеханическое нагружение проводили с полной разгрузкой при температуре 350 °С и $\bar{K}_I = K_I / K_Q^{5\%} = 0,85$ (K_I – максимальный коэффициент интенсивности напряжений КИН при термомеханическом нагружении; $K_Q^{5\%}$ – критическое значение КИН при температуре 350 °С, которое определяли по 5% секущей на диаграмме усилие – перемещение берегов надреза).

При проведении ПТН при 350 °С на самопишущий потенциометр и на магнитный носитель записывали нагрузку и раскрытия берегов надреза.

Образцы с трещиной деформировали растяжением (ПТН) и растяжением с наложением циклической составляющей (комбинированное ПТН) при $\Delta K = 20$ МПа $\sqrt{м}$ и частоте 25 Гц.

После ПТН на металлографическом микроскопе типа МИМ-10 промеряли остаточное раскрытие берегов трещины с шагом 0,2 мм.

Выявлено, что остаточное раскрытие трещины, измеренное оптическим методом, достигает своего максимального значения на расстоянии 0,4...0,6 мм от вершины трещины. В дальнейшем, по мере отдаления от вершины, идет уменьшение остаточного раскрытия трещины.

Необходимо отметить, что во всех случаях наблюдали положительный эффект ПТН не зависимо от вида нагружения, что приводит к повышению сопротивления материала хрупкому разрушению.

Была создана объемная модель компактного образца для моделирования физико-механических процессов методом конечных элементов. В основе сетки конечных элементов лежит объемный специфический элемент, который определяется двадцатью узлами, каждый из которых имеет три степени свободы. С помощью метода конечных элементов исследовано напряженно-деформированное состояние и определены размеры пластических зон в вершине трещины. Расчетная модель подтвердила, что положительный эффект предварительного термомеханического нагружения обусловлен пластическим затуплением вершины трещины.

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ДЕФОРМАЦИИ И ОТЖИГА НА МИКРОСТРУКТУРУ КЕРАМИКИ $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$, ИЗГОТОВЛЕННОЙ ИЗ НАНОПОРОШКА

Колесников Н. Н., Борисенко Е. Б., Борисенко Д. Н., Кведер В. В.,
Тимонина А. В., Гнесин Б. А.

*Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка,
borisenk@issp.ac.ru*

Кристаллы $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$, выращенные традиционными методами из расплава [1, 2], применяются в инфракрасной технике и детекторах ионизирующих излучений.

Новые возможности для создания материалов высокоэффективных детекторов, работающих при комнатной температуре, открываются с использованием нанотехнологий.

Получение однородных по составу кристаллов твердого раствора $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ (CZT) сложно из-за различия давлений насыщенных паров компонентов вблизи точки плавления и требует больших усилий и затрат на поддержание высокого давления при росте. Нами разработан метод осаждения из паровой фазы нанопорошков CdTe [3] и $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ с различным составом, из которых могут быть сформированы варизонные структуры. При сравнительной простоте метода удастся получать нанопорошки заданного состава для компактирования однородной по составу керамики.

Особый интерес представляет собой состав $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$. Детекторы γ -излучения из этого материала могут работать при комнатной температуре без охлаждения.

При заданной скорости потока гелия, состава источника, температур зоны испарения и осаждения получали нанопорошок с размером частиц 10 нм (рис. 1), который затем использовали для получения керамики. Нанопорошок состоял, в основном, из стабильной кубической фазы (с решеткой сфалерита), однако по данным рентгеновской дифрактометрии, в нем присутствовало значительное количество гексагональной фазы с решеткой вюртцита.

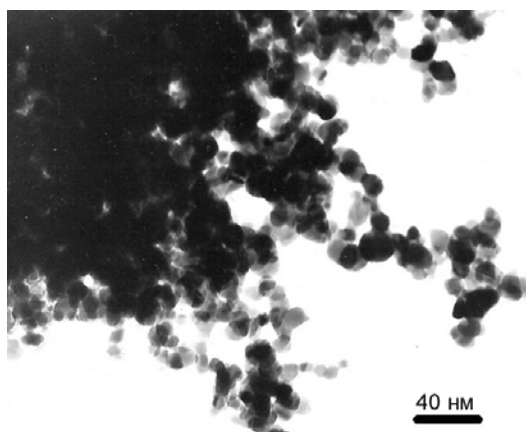


Рис. 1. Нанопорошок $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$

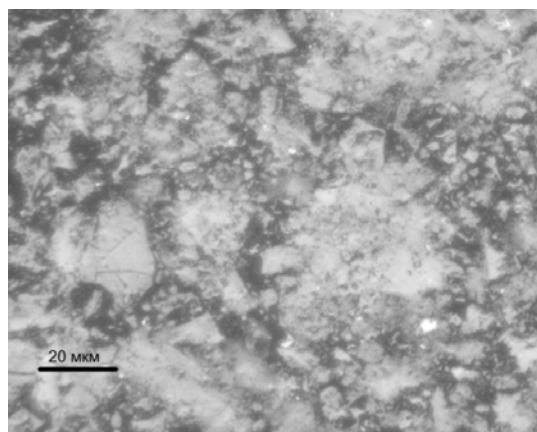


Рис. 2. Керамика $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$
из нанопорошка

Керамику получали компактированием при комнатной температуре на машине Instron в течение 5–10 мин по методике, описанной в [4]. Плотность керамики была не ниже 97% расчетной рентгеновской плотности кристалла. Микроструктура керамики, полученной при 400 МПа, показана на рис.2. Видно, что керамика состоит из неоднородных по размерам зерен. Количественная оценка показала, что распределе-

ние зерен по размерам носит бимодальный характер с максимумами соответствующими диаметрам зерен 2 и 20 мкм, занимающих, 52 и 40% по площади на шлифе, соответственно. Мелкие зерна располагаются по границам крупных. При этом, согласно данным рентгенофазового анализа, в образце сохраняется 5–10 об. % гексагональной фазы. Наблюдаемая бимодальная структура, связанна, возможно, с зерно-границным наклепом в структуре, претерпевшей неполное превращение вюртцит–сфалерит под нагрузкой.

Отжиг образцов проводили в запаянной кварцевой ампуле при температуре 300 °С в течение 10–40 мин. При неполном переходе вюртцит–сфалерит, который происходит под нагрузкой [5], в керамике наблюдаются области, содержащие двойники (рис. 3). В процессе отжига двойники вначале увеличиваются в размерах, а при увеличении времени отжига до 30 мин на месте двойников появляются зерна с большеугловыми границами. При этом линии гексагональной фазы на дифрактограммах отожженных образцов ослабевают и практически исчезают после 40 мин отжига. Зеренная структура становится более однородной (рис. 4). Кривая распределения зерен по размерам имеет один пик, приходящийся на диаметр 40 мкм. Площадь, занимаемая зернами такого размера на шлифе, составляет 50%.



Рис. 3. Двойник в керамике

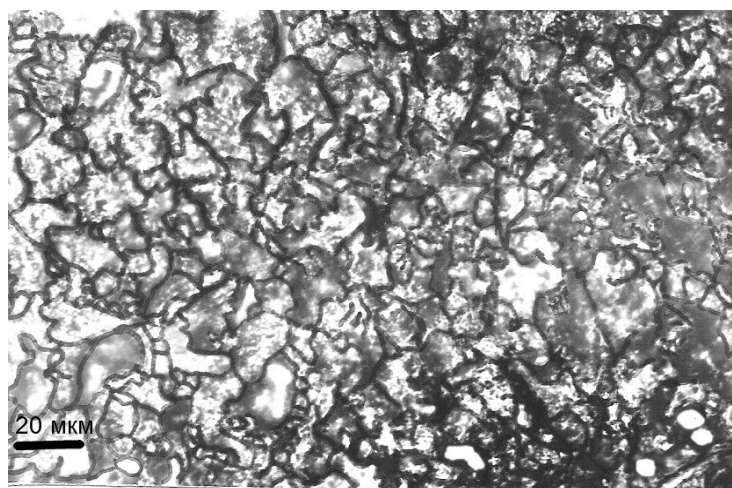


Рис. 4. Микроструктура керамики $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$ после отжига при $T = 300\text{ °C}$ в течение 40 мин.

Различия в микроструктуре и текстуре образцов CdTe и CZT, получаемых из нанопорошков соответствующих соединений, обусловлены, по-видимому, различиями условий получения керамики. В первом случае для создания плотной керамики требовались давления на 30% выше, чем во втором, и времена выдержки под нагрузкой были втрое больше. При этом, как уже упоминалось, в CdTe формировалась текстура деформации, состоящая из аксиальной и кубической компоненты, и соответствующая микроструктура, состоящая из вытянутых зерен. В случае формирования CZT керамики также формировалась кубическая текстура деформации, но она оказалась менее острой, чем в керамике CdTe. Более слабая текстура в этом случае объясняется меньшими величинами нагрузок и выдержки под нагрузкой. С увеличением времени отжига текстура становилась все более размытой. После отжига в течение 40 мин при $T = 300\text{ °C}$ текстуры не наблюдалась.

Отжиг оказывает влияние и на свойства керамики из нанопорошка CZT. Микротвердость керамики из нанопорошка CZT после отжига снизилась по сравнению с состоянием сразу после прессования, тем не менее, ее уровень после обработки при 300 °С в течение 40 мин превышает соответствующее значение для выращенного из расплава монокристалла того же состава в 1,5 раза.

Выводы

1. Прямым методом осаждения из паровой фазы получен нанопорошок $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ заданного состава и керамический материал из него методом компактирования при комнатной температуре.
2. Исследованы процессы роста зерен и изменения текстуры при изотермическом отжиге керамики.
3. Проведен сравнительный анализ этих характеристик в керамике полученной из нанопорошка CdTe и твердого раствора с добавлением Zn .
4. Исследовано влияние отжига на некоторые физические свойства трехкомпонентной керамики.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 06-02-16111).

Список литературы

1. N. N. Kolesnikov, R. B. James, N. S. Berzigiarova, M. P. Kulakov, Proceedings of SPIE: X-Ray and Gamma-Ray Detectors and Applications IV, Editors: R. B. James, L. A. Franks, A. Burger, E. M. Westbrook, R. D. Durst. **4784** 93 (2002)
2. P. Fougères et al., J. Crystal Growth **184** 1313 (1998)
3. N. N. Kolesnikov, V. V. Kveder, R. B. James, D. N. Borisenko, M. P. Kulakov, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research. **A527** 73 (2004)
4. Н.Н. Колесников, В.В. Кведер, Е.Б. Борисенко, Д.Н. Борисенко, В.К. Гартман, Способ получения объемного теллурида кадмия прессованием, Патент РФ № 2278186 (2006).
5. Колесников Н.Н., Борисенко Е.Б., Д.Н. Борисенко, В.В. Кведер, Гартман В.К., Гнесин Б.А., Журнал функциональных материалов, в.1 (2007).

ВЛИЯНИЕ ВОДОРОДА НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Гречихин Л. И.

*Минский государственный высший авиационный колледж, Минск, Беларусь,
Gretchihin@yandex.ru*

Первые исследования влияния водорода на механические свойства различных конструкционных материалов показали как перспективность использования водорода для упрочнения различных конструкционных материалов, так и их коррозию с практически полным разрушением. В этой связи возникает насущная проблема выяснить физический механизм процесса проникновения водорода внутрь материала, какие химические реакции протекают внутри материала, и какое влияние на механические свойства оказывают образовавшиеся гидриды металлов в зависимости от массы вводимого водорода.

Вещество в конденсированном состоянии состоит из кластеров. Плотность упаковки частиц в кластере соответствует плотности упаковки кристалла (0,68–0,74). Плотность упаковки свободных частиц вещества в межкластерном объеме составляет 0,44–0,47 [1].

Взаимодействие с первой координационной сферой формирует кластер с наиболее плотной упаковкой частиц и с наибольшей энергией связи. Это основной кластер, который содержит 7 атомов в случае простой кубической структуры; 9 атомов в случае объемноцентрированной структуры, и 13 атомов содержится в гранецентрированной структуре. Основной кластер, взаимодействуя со свободными атомами междоузельного объема, может увеличиваться в размерах. Энергия связи свободного атома с кластером определяется ковалентной и ионной связями, а также энергией физической адгезии, определяемой электронами второй и последующей кратности ионизации с ближним окружением ячейки адгезии. Кластер объемноцентрированной структуры представляет собой четырехгранную бипризму, а гранецентрированная структура – трехгранную бипризму [2]. В решеточной кластерной структуре в зависимости от расположения кластеров относительно друг друга возникают междоузельные пустоты.

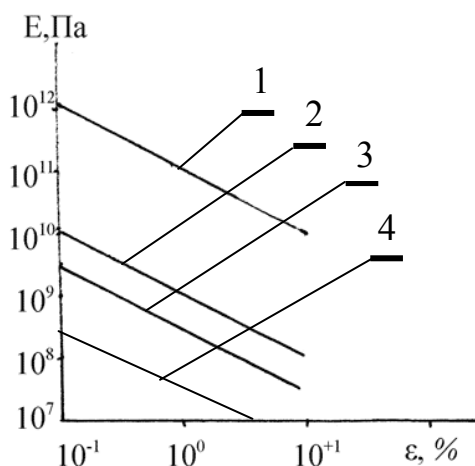


Рис. 1. Зависимость модуля Юнга циркония от величины деформации при разном наводороживании

Для ГЦК структуры - это пустоты $4,05R_0$, $3R_0$, $1,5R_0$, $0,5R_0$ и $0,3092R_0$, а для ОЦК структуры – $3,63R_0$, $1,5R_0$ и $0,4142R_0$. Пустоты $4,05R_0$, $3R_0$ и $0,3092R_0$ ГЦК структуры; $3,63R_0$ и $0,4142R_0$ ОЦК структуры имеют сфероидальную форму, а остальные пустоты – щелевидную форму и расположены хаотически друг относительно друга (R_0 – расстояние между частицами в кластере). Ранее полагалось, что это трещины [3]. Когда конструкционный материал находится в атмосфере водорода, то он проникает в междоузельные пустоты и происходит взаимодействие водорода с атомами основного материала. Если это металлы, то вследствие протекания каталитических реакций внутри металла накапливаются гидриды металлов, которые обладают большим дипольным электрическим моментом. Это при-

водит к тому, что гидриды металлов, взаимодействуя друг с другом, образуют ионный кристалл простой кубической структуры. Рассмотрим на примере циркония, как меняется модуль Юнга при образовании в монокристалле циркония гидроксида циркония. Гидрид циркония обладает большим дипольным электрическим моментом. Поэтому такие молекулы формируют ионный кристалл простой кубической структуры. Размер ребра куба гидроксида циркония составит $4,293 \text{ \AA}$. Для такого куба энергия связи определяется преимущественно диполь-дипольным взаимодействием и равна $1,505 \text{ эВ}$. Модуль Юнга для монокристалла гидроксида циркония в зависимости от величины деформации приведен на рис. 1. В щелевидных пустотах между противоположными кластерами образуются мостики связи из молекул гидроксида циркония. Энергия связи между молекулами гидроксида циркония в этом случае составит $0,231 \text{ эВ}$, модуль Юнга 2 уменьшается почти на порядок по сравнению с чистым кристаллом гидроксида циркония (рис. 1). Если наводороживание незначительно, и происходит только образование гидроксида циркония в малых сфероидальных пустотах, то модуль Юнга 3 уменьшается почти в три раза по сравнению с полным заполнением щелевидных пустот молекулами гидроксида металла (см. рис. 1), а для чистого кристалла уменьшается незначительно относительно слабого наводороживания циркония. При образовании монослоя гидроксида металла в щелевидных пустотах до образования мостиков связи модуль Юнга резко падает по сравнению со слабым наводороживанием и даже по сравнению с чистым металлом 4. Аналогичные результаты получены для алюминия, железа, кобальта, хрома, палладия.

Список литературы

1. Еланский Г.Н. Строение и свойства металлических расплавов. М.: Металлургия, 1991. – 160 с.
2. Гречихин Л.И. Кластерный механизм механических и тепловых свойств монокристаллов и конструкционных материалов //Сб. трудов X Международной научно-технической конференции «Машиностроение и техносфера XXI века». Донецк.
3. Гречихин Л.И. Физика наночастиц и нанотехнологий. Общие основы, механические, тепловые и эмиссионные свойства. – Мн.: УП «Технопринт», 2004. – 399 с.

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СИЛЬНОДЕФОРМИРОВАННОГО ЦИРКОНИЯ

**Табачникова Е. Д., Подольский А. В., Бенгус В. З., Смирнов С. Н, Нацк В. Д.,
Ажажа В. М.*, Тихоновский М. А.*, Великодный А. Н.*, Андриевская Н. Ф.***

*Физико-технический институт низких температур им.Б.И. Веркина НАН Украины,
Украина, Харьков,*

tabachnikova@ilt.kharkov.ua

** Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»
Украина, Харьков,*

tikhonovsky@kipt.kharkov.ua

В настоящее время значительный интерес исследователей привлекают материалы, полученные сильной (интенсивной) пластической деформацией. В данной работе впервые исследовано механическое поведение сильнодеформированного циркония в области криогенных температур. Исходные прутки для сильной пластической деформации получали горячей экструзией циркония электронно-лучевой плавки с последующим отжигом при температуре 580 °С в течение 3 ч (размер зерен при этом составил 5–15 мкм). Прутки деформировали затем волочением при комнатной температуре с суммарным обжатием 90 %. Средний размер зерен (субзерен) в конечном состоянии составлял около 0,5 мкм.

Механические характеристики исследовали при одноосном сжатии со скоростью относительной деформации $\approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ на жесткой деформационной машине при температурах 300 К, 77 К и 4,2 К. Образцы для испытаний имели форму цилиндра диаметром 2,38 мм и длиной 6 мм. Из полученных кривых деформирования $\sigma(\epsilon)$ определяли условный предел текучести $\sigma_{0.2}$, напряжение начала стадии легкого скольжения σ_{phys} , максимальные достигнутые напряжения σ_u и деформации ϵ_f .

Установлено, что кривые деформации при одноосном сжатии циркония при 300, 77 и 4,2 К имеют многостадийный характер. Интересной особенностью полученных деформационных кривых при всех температурах испытаний является наличие протяженного участка от напряжения $\sigma_{0.2}$ до напряжения σ_{phys} , имеющего очень большой (по сравнению с другими стадиями деформации) коэффициент упрочнения. Отметим, что в большинстве поликристаллов (в том числе ультрамелкозернистых) напряжения $\sigma_{0.2}$ и σ_{phys} близки или совпадают. В исследуемом материале разница между характеристиками $\sigma_{0.2}$ и σ_{phys} достигает 20 %, что, возможно, обусловлено наличием значительных и неоднородно распределенных внутренних напряжений в образцах.

При понижении температуры от 300 К до 77 и 4,2 К предел текучести и прочность повышаются. Так, условный предел текучести $\sigma_{0,2}$ при температурах 300, 77 и 4,2 К составляет 490, 680 и 820 Мпа, соответственно. При этом пластичность сильнодеформированного Zr при всех температурах достаточно велика (10–20 %). При температуре 4,2 К на кривой деформирования наблюдается скачкообразная деформация, что характерно для низкотемпературной деформации многих металлов и сплавов. Особенностью скачкообразной деформации в Zr является то, что она начинается практически после условного предела текучести $\sigma_{0,2}$ и продолжается на всех последующих стадиях деформации с монотонным увеличением амплитуды скачков.

УДК 621.77.01

**ОЦЕНКА СОПРОТИВЛЕНИЯ ПОЛЗУЧЕСТИ СПЛАВА
Al–6%Cu–0,5Mn–0,45Mg–0,35Sc–0,12Zr ПОСЛЕ РАВНОКАНАЛЬНОГО
УГЛОВОГО ПРЕССОВАНИЯ И ПОСЛЕДУЮЩЕЙ ТЕРМООБРАБОТКИ T6**

Дудко В. А.

*Институт проблем сверхпластичности металлов, Уфа,
valeriy_dudko@yahoo.com*

Алюминиевые сплавы, упрочняемые старением, играют важную роль в аэрокосмической промышленности из-за их высокой удельной прочности. Однако при повышении температуры выше 100 °С их прочность быстро уменьшается вследствие укрупнения упрочняющих частиц. Одним из способов увеличения эксплуатационной температуры алюминиевых сплавов является легирование элементами, образующими термически стабильные дисперсные частицы.

В сплаве Al–6%Cu–0,48Mn–0,52Mg–0,3Sc–0,1Zr, дополнительно к дисперсионному упрочнению, сопротивление ползучести может быть повышено образованием стабильной субзеренной структуры, формирующейся во время интенсивной пластической деформации при промежуточных температурах. Дисперсоиды $Al_3(Sc,Zr)$ препятствуют рекристаллизации этой структуры при нагреве под закалку и, следовательно, после традиционной термической обработки эта структура должна сохраняться.

Целью данной работы является оценка сопротивления ползучести сплава Al–6%Cu–0,48Mn–0,52Mg–0,3Sc–0,1Zr после равноканального углового прессования и последующей термообработки T6.

Исследуемый сплав получен методом полунепрерывного литья в ОАО “ВИЛС”. Равноканальное угловое прессование (РКУП) с $e = 1$ проводилось в штампе с прямоугольным сечением каналов, пересекающихся под углом 90°, при 300 °С. Размер заготовки для РКУП составлял 34×152×152 мм³. После прессования заготовки были охлаждены в воде. Прессованный материал был закален с температуры 532 °С в воду и искусственно состарен при 190 °С в течение 36 часов.

Испытания на ползучесть образцов с длиной рабочей части 20 мм и диаметром 4 мм проводились при температуре 180 °С при напряжениях, соответствующих скоростям деформации $10^{-8} - 10^{-4} \text{ с}^{-1}$.

На рис.1 показаны характерные кривые ползучести при 180°C. На кривых различаются три стадии ползучести: первая, неустановившаяся стадия, на которой скорость деформации непрерывно уменьшается со временем, вторая, установившаяся стадия, на которой скорость деформации постоянна, и третья стадия ускоренной ползучести, на которой скорость деформации непрерывно возрастает и происходит разрушение. По наклону кривых на установившейся стадии определялась минимальная скорость ползучести.

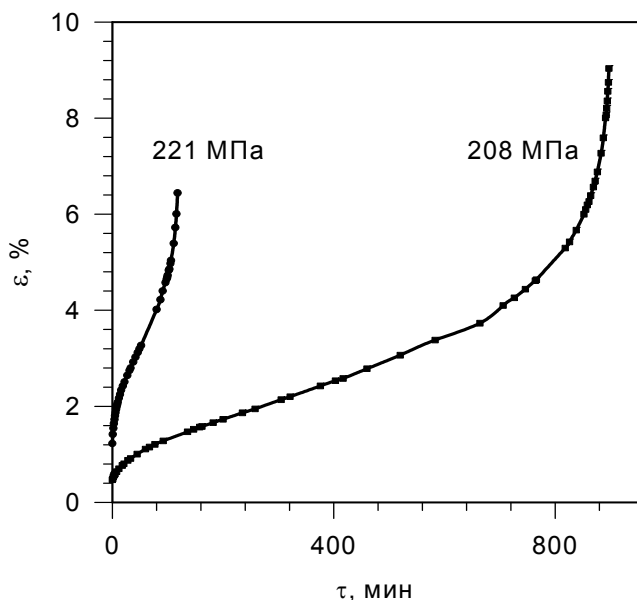


Рис. 1. Зависимость степени деформации от времени для сплава Al-6%Cu-0,48Mn-0,52Mg-0,3Sc-0,1Zr.

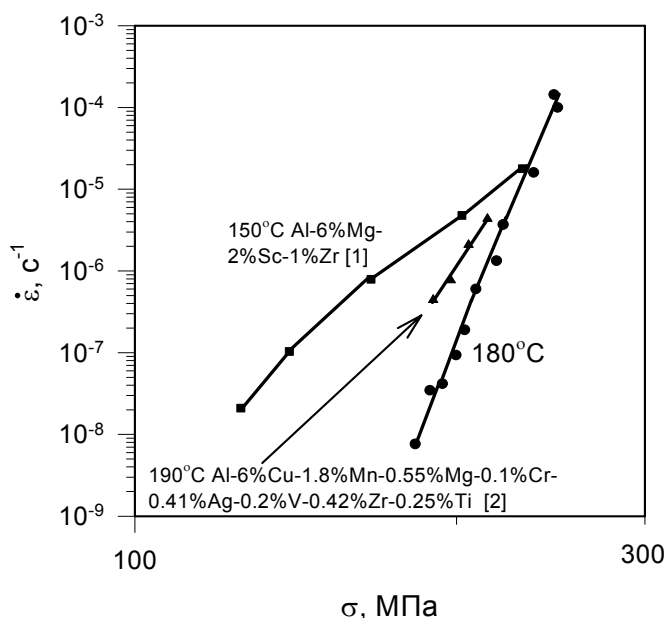


Рис. 2. Зависимость скорости деформации от напряжения.

На рис. 2 показана зависимость скорости деформации от напряжения в логарифмических координатах. Для сравнения на том же рисунке представлены зависимости для сплава Al-6%Mg-2%Sc-1%Zr, полученного методом порошковой металлургии [1], и для сплава Al-6%Cu-1,8%Mn-0,55%Mg-0,1%Cr-0,41%Ag-0,2%V-0,42%Zr-0,25%Ti, полученного методом осаждения распылением расплавленного порошка [2]. Из рисунка видно, что в сплаве системы Al-Mg скорости ползучести при низких напряжениях значительно выше, чем в исследуемом сплаве при соответствующих напряжениях, даже при более низкой температуре испытаний. В сплаве с добавками серебра скорости деформации близки к исследуемому сплаву при соответствующих напряжениях.

Таким образом, показано, что сплав Al-6%Cu-0,48Mn-0,52Mg-0,3Sc-0,1Zr имеет достаточно высокое сопротивление ползучести и является перспективным материалом для использования при температурах до 180°C.

Список литературы

- [1] S.P. Deshmukh, R.S. Mishra, K.L. Kendig, Mater. Sci. Eng. A 381-385 (2004) 381.
- [2] M.A. Moris, Phil. Mag. 65 (1992) 943.

ВЛИЯНИЕ ДЕФЕКТНОСТИ СТРУКТУРЫ МАТЕРИАЛОВ НА ВЕРОЯТНОСТЬ РАЗРУШЕНИЯ КЕРАМИЧЕСКИХ ОБОЛОЧЕК

Левшанов В. С., Кирюшина В. В., Фетисов В. С.

ГНЦ РФ ФГУП «ОНПП «Технология», Обнинск,
vle@lgb.ru

Применение разработанных в ФГУП «ОНПП «Технология» высокоплотного стеклокерамического материала литийалюмосиликатного состава ОТМ 357 и кварцевой керамики НИАСИТ в качестве конструкционных материалов для изготовления керамических оболочек вращения методом шликерного литья предъявляет повышенные требования к их прочностной надежности. Исследование прочности этих керамических материалов с позиций статистической теории хрупкого разрушения позволило решить задачи прогнозирования вероятности разрушения и обоснования запаса прочности изготовленных из них изделий.

Статистические модели хрупкой прочности строятся в предположении, что разброс прочности материала зависит от распределения размеров дефектов в его структуре. Вейбулловская модель распределения прочности вытекает из обратного степенного распределения размера дефектов:

$$H(c) = 1 - kc^{-n}, \quad (1)$$

где $H(c)$ – кумулятивная функция распределения; c – размер дефекта; k и n – параметры распределения. Показатель степени n , значение которого характеризует разброс размеров дефектов, связан с модулем трехпараметрического распределения Вейбулла m через соотношение $n = m/2$.

Для оценки зависимости плотности дефектов в материале от их размеров нами были использованы результаты испытаний образцов из НИАСИТа и стеклокерамики ОТМ 357 на одноосное растяжение (σ_p), представленные на рис. 1 в виде гистограмм распределений значений σ_p , результаты испытаний на трещиностойкость, согласно которым были получены средние значения K_{IC} , равные $1,33 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{1/2}$ для ОТМ 357 и $0,86 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{1/2}$ для НИАСИТа. При оценке размера дефекта использовали известное соотношение для критического коэффициента интенсивности напряжений $K_{IC} = \sigma_p \sqrt{\pi c}$, где c – глубина трещины, идущей с поверхности, или полудлина внутренней эллиптической трещины.

Расчет плотности дефектов δ производили по формуле:

$$\delta = \frac{M_i}{n_i V} = \frac{M_i}{(n_{i-1} - M_{i-1}) V}, \quad (2)$$

где M_i – число разрушившихся образцов при i -м разрушающем напряжении; n_{i-1} – число оставшихся образцов после исключения разрушившихся при более низких уровнях напряжения; V – эффективный объем образца для испытаний на одноосное растяжение. Поскольку в этом случае при $i = 1$ из всей совокупности данных берется наименьшее разрушающее напряжение, соответствующее наиболее опасному (наибольшему) дефекту, то значение n_1 должно быть равно числу всех испытанных образцов n , а исходный объем материала равен их суммарному объему nV . Полученные в результате зависимости между размерами дефектов и плотностью их в материалах ОТМ 357 и НИАСИТ, представлены на рис. 2.

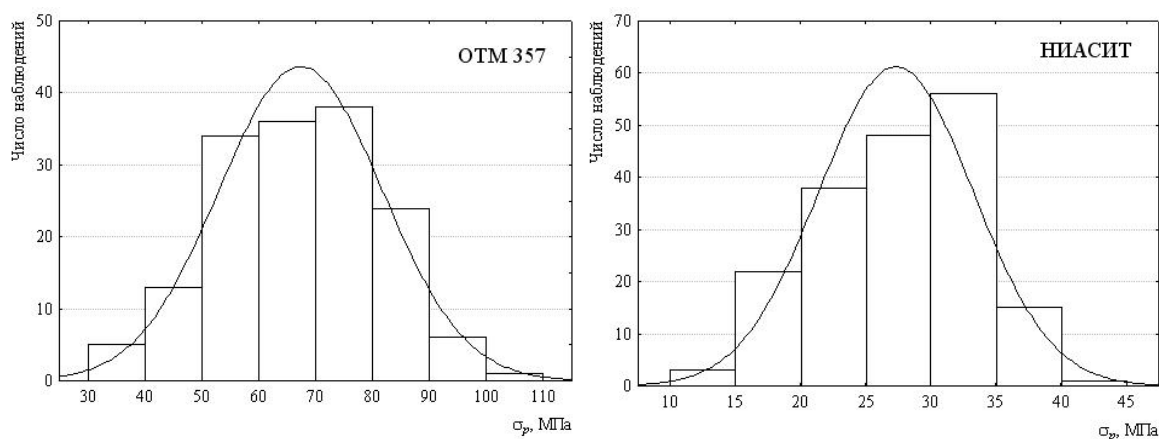


Рис. 1. Распределение значений прочности при одноосном растяжении.

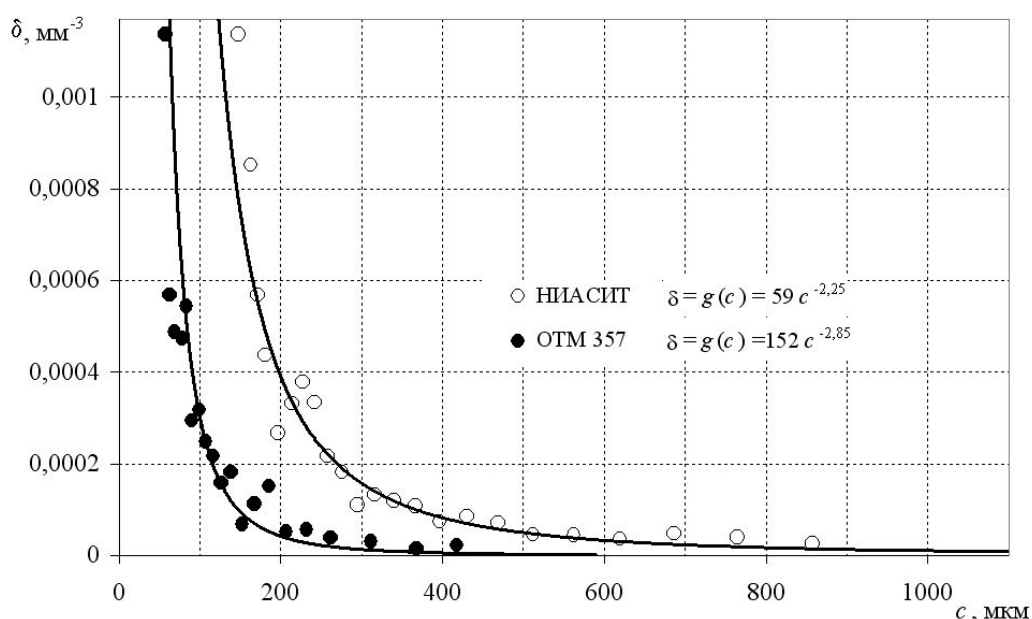


Рис. 2. Зависимость плотности дефектов от их размеров.

Вероятность разрушения при напряжении равном или меньшем максимального растягивающего напряжения σ_f для трехпараметрического распределения Вейбулла равна

$$P = 1 - \exp \left[- \left(\frac{\sigma_f - \sigma_u}{\sigma_c} \right)^m V \right], \quad (3)$$

где σ_u – пороговое напряжение прочности для максимального размера дефекта; V – объем материала конструкции; m – параметр формы (модуль Вейбулла); σ_c – параметр масштаба. Полученные методом максимального правдоподобия параметры распределения (3) приведены на рис. 3. Согласно полученным оценкам модуля Вейбулла показатель степени n в функции распределения размеров дефектов равен 1,85 и 1,25 соответственно для ОТМ 357 и НИАСИТа. Параметр k может быть найден подгонкой к эмпирическим точкам (рис. 2) дифференциальной функции плотности распределения размеров дефектов

$$g(c) = knc^{-n+1} = g_0c^{-r}, \quad (4)$$

вытекающей из ее интегрального представления (1), где $g_0 = kn$, $r = n + 1$. Такая подгонка с помощью метода наименьших квадратов позволила получить параметры распределения, приведенные в табл. 1.

Т а б л и ц а 1. Параметры функции плотности распределения дефектов

Материал	m	n	k	Функция распределения	Плотность функции распределения
ОТМ 357	3,7	1,85	82,2	$H(c) = 1 - 82,2c^{-1,85}$	$g(c) = 152c^{-2,85}$
НИАСИТ	2,5	1,25	47,2	$H(c) = 1 - 47,2c^{-1,25}$	$g(c) = 59c^{-2,25}$

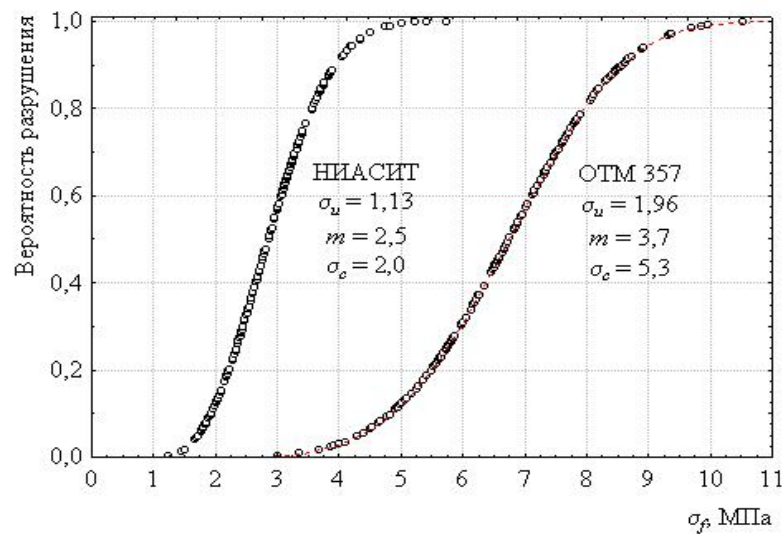


Рис. 3. Зависимость вероятности разрушения от растягивающих напряжений

Таким образом, модуль Вейбулла материалов ОТМ 357 и НИАСИТ является свойством этих материалов, напрямую зависящим от распределения размеров дефектов в них, а именно от параметра n в степенном законе распределения размеров дефектов. Согласно полученным результатам можно предполагать, что на 1 мм³ объема материала приходится не меньше одного дефекта размером 50 мкм для ОТМ 357 и размером ≈ 150 мкм для материала НИАСИТ, который, имея большее отношение вязкости разрушения к прочности на растяжение, допускает и более длинные трещины.

Вероятность того, что дефекты в объеме V крупнее, чем c_1 , для однородного растяжения составляет

$$P(c \geq c_1) = 1 - \exp \left[-V \int_{c_1}^{\infty} f(c) dc \right]. \quad (5)$$

С учетом полученной функции распределения дефектов (табл. 1) по уравнению (5) рассчитаны вероятности существования дефектов выше определенного размера для стандартного образца для испытаний, а также для оболочек из стеклокерамики с условными обозначениями изделие А1 и изделие А2, различающихся объемами материала примерно в пять раз (рис. 4). Очевидно, что с вероятностью, равной единице, в напряженном объеме оболочки изделия А1 находятся дефекты размером 200 мкм, в то время как с этой же вероятностью в оболочке изделия А2 могут находиться

дефекты размером около 400 мкм. Для изделия А1 дефекты размером 400 мкм могут присутствовать лишь с вероятностью 0,53.

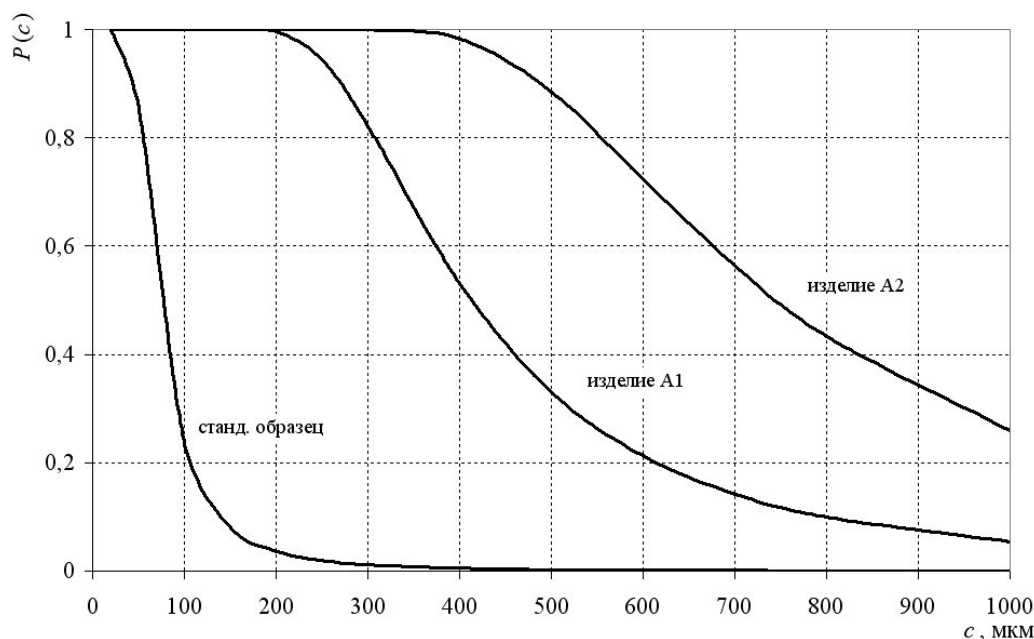


Рис. 4. Вероятность нахождения дефекта размером больше c для изделий из стеклокерамики

Для перехода от распределения размеров дефектов к вероятности разрушения, подставив уравнение (4) в (5) и выразив размер критического дефекта через эксплуатационное напряжение σ_e , получим выражение для вероятности разрушения при напряжении, меньшем σ_e :

$$P(\sigma, V) = 1 - \exp \left[-V \frac{g_0}{r-1} \left(\frac{\sigma_e \sqrt{\pi}}{K_{IC}} \right)^{2(r-1)} \right]. \quad (6)$$

Полученные по уравнению (6) результаты расчета вероятности разрушения приведены в табл. 2.

Т а б л и ц а 2. Вероятность разрушения в зависимости от распределения плотности дефектов и напряженного объема изделия

Изделие	σ_e , МПа	Запас прочности	Напряженный объем, мм ³	Размер критического дефекта, мм	Вероятность разрушения
А1	15	4,5	130000	≈5	0,005
А2	20	3,4	702000	≈3	0,075

С учетом уровня максимальных эксплуатационных напряжений σ_e , возникающих в материале изделий А1 и А2 от воздействия действующих нагрузок и равных соответственно 15 и 20 МПа дефекты размером 400 мкм не являются критическими, поскольку разрушающее напряжение в этом случае, равное 40 МПа, больше эксплуатационного. Однако, для изделия А2, имеющего больший объем, за счет возможности присутствия дефектов большего размера снижается уровень прочностной надежности, что необходимо учитывать при проектировании конструкции изделия.

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ДИФфуЗИОННЫХ ПРОСЛОЕК В СЛОИСТЫХ ИНТЕРМЕТАЛЛИДНЫХ КОМПОЗИТАХ, ПОЛУЧЕННЫХ ПО КОМПЛЕКСНОЙ ТЕХНОЛОГИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СВАРКИ ВЗРЫВОМ

Арисова В. Н., Трыков Ю. П., Гуревич Л. М., Шморгун В. Г.

ВолгГТУ, Волгоград, Россия

mv@vstu.ru

Разработка и создание нового класса конструкционных и функциональных материалов – слоистых интерметаллидных композитов (СИК), обуславливает необходимость поиска перспективных систем, обеспечивающих, в конечном счете, реализацию новых конструктивных решений и повышенных физико-механических свойств создаваемых материалов.

Разработанные комплексные технологические процессы, включающие сварку взрывом (СВ), прокатку и специальную термическую обработку (ТО), позволяют получать СИК многоцелевого назначения [1–2]. Эти материалы обладают специфической структурой в виде чередующихся сплошных основных и интерметаллидных слоев. В качестве основных слоев используются разнородные металлы из сочетаний Ti–Fe, Cu–Al, Mg–Al и др., способные за счет реактивной диффузии при нагревах образовывать интерметаллидные прослойки заданной толщины. Физические и механические характеристики материалов класса СИК существенно определяются объемной долей выращенных в них диффузионных интерметаллидных прослоек.

Титано-стальные СИК. Исследована кинетика образования и роста интерметаллидных прослоек, полученных по комплексной технологии, в 3-слойных и 14-слойных КМ после ТО на границе титан ВТ1-0+сталь 08кп после СВ и холодной прокатки с различной величиной обжатия. Металлографические исследования показали, что каждой конкретной температуре соответствует определенный, зависящий от степени обжатия КМ, латентный период, в течение которого на границе титан-сталь интерметаллиды не образуются. Увеличение степени деформации при холодной прокатке приводило к уменьшению латентного периода.

В трехслойном композите, начиная с 800 °С, происходило образование диффузионной прослойки, которая первоначально состояла из отдельных разрозненных интерметаллидных фрагментов, образовавшихся в местах с максимальной дефектностью. С повышением температуры и времени нагревов эти участки увеличивались в размерах и срастались в одну сплошную прослойку. Наибольший рост интерметаллидов после инкубационного периода наблюдался в начальный период при выдержке образцов до 1,5 ч. С возрастанием времени выдержки увеличение толщины прослойки приводило к замедлению диффузии на границе титан–сталь, и, как следствие, уменьшению скорости роста. При всех исследованных температурах толщина интерметаллидного слоя росла при увеличении степени деформации при прокатке. Характерной особенностью структуры ОШЗ со стороны титана является формирование прослойки геометрически неоднородной формы с периодически повторяющимися клиновидными интерметаллидными зонами толщиной 10–20 мкм, ориентированными по нормали к границе титано-стального соединения. В 14-слойном композите уже при 700 °С и временах выдержки 0,5 ч на межслойных границах происходило образование интерметаллидных прослоек с последующим увеличением их толщины и существенным упрочнением сначала титанового слоя, а затем и стального слоя.

Рентгеноструктурный анализ ОШЗ исследуемых титано-стальных СИК, подвергнутых термической обработке, показал наличие следующих фаз: со стороны стали – α -Fe и Fe_2Ti , со стороны титана – Fe_2Ti , α -Ti, FeTi и TiC, количество которых изменялось при изменении параметров ТО.

Медно-алюминиевые СИК. Исследования проводились на трехслойных и сваренных между собой при оптимальных режимах СВ девятислойных КМ состава М1+АД1 после ТО при 500 °С и временах выдержки для трехслойных КМ 1 и 50 ч, а для девятислойных – 7 и 20 ч. Выбранный режим термообработки обеспечивал объемную долю интерметаллидов в трехслойном СИК 8 и 35 %, а в девятислойном – 24 и 42 %. Увеличение толщины прослойки сопровождалось повышением ее твердости: двукратный рост толщины прослойки в 3- и 9-слойном СИК увеличил микротвердость на 1 ГПа.

Результаты механических испытаний показали, что прокатанные 3-х и 9-слойные КМ без интерметаллидов при 20 °С обладают прочностью $\sigma_b = 175\text{--}185$ МПа. При температурах испытания до 200 °С прочность и относительное удлинение КМ практически не изменяются. При 500 °С прочность 3-слойных КМ понижалась до 30, а 9-слойных – до 85 МПа. Увеличение числа медных и алюминиевых слоев в составе КМ приводило к росту прочности во всем исследованном диапазоне температур. Повышение температуры до 400 °С сопровождается ростом прочности на 110–120 МПа.

С увеличением числа слоев пластичность существенно не изменялась при температурах до 400 °С и находилась в пределах $\delta = 6,2\text{--}6,4$ %. При 500 °С относительное удлинение трехслойного КМ превосходило в два раза значения δ девятислойного композита.

Магниево-алюминиевые СИК. Трехслойные заготовки АД1-МА2-0-АД1 с толщинами слоев, соответственно, 1,5; 2,0 и 2,5 мм получены СВ по одновременной схеме на оптимальном режиме, гарантирующем реализацию прочности соединения, соответствующей наименее прочному из соединяемых металлов – алюминию АД1. ТО проводили при температурах 150–300 °С и времени выдержки от 15 до 120 мин.

Установлено, что нагревы свыше 150 °С приводят к протеканию диффузионных процессов и образованию диффузионных прослоек. Сначала образуются локальные участки, которые с повышением температуры и времени нагревов увеличиваются в размерах и срастаются в одну сплошную прослойку. Толщина прослоек постоянна по длине заготовки и растет с увеличением времени ТО без изменения структурного типа. Фазовый состав диффузионной зоны: твердый раствор на базе Al, Mg_2Al_3 , Mg_3Al_2 , $\text{Al}_{12}\text{Mg}_{17}$.

При увеличении времени ТО диффузионные процессы вблизи участков оплавленного металла протекают интенсивнее и равномернее, чем по длине образовавшейся диффузионной зоны. Оплав не взаимодействует с окружающим алюминием, а диффузионная прослойка постепенно «поглощает» его при увеличении времени ТО.

Список литературы

1. Трыков Ю.П., Гуревич Л.М., Арисова В.Н. Диффузия в слоистых композитах: Монография; ВолгГТУ. – Волгоград, 2006. – 403 с.
2. Трыков Ю.П., Шморгун В.Г., Гуревич Л.М. Слоистые композиты на основе алюминия и его сплавов. – М.: Металлургиздат, 2004. – 230 с.

ТЕОРЕТИКО-ГРУППОВОЙ ПОДХОД К ПРИВЕДЕННЫМ ПРОСТРАНСТВАМ РАЗОРИЕНТАЦИЙ ЗЕРЕН В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ

Яшников В. П.

*Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка,
yashnik@issp.ac.ru*

Применение трехмерных вращений для описания разориентаций зерен в поликристаллах сталкивается с определенными трудностями, если кристаллическая структура исследуемого материала обладает собственными осями симметрии. Взаимно-однозначный характер соответствия между вращениями и разориентациями пар зерен в поликристалле оказывается в этом случае нарушенным, в связи с чем возникает проблема построения в групповом пространстве всевозможных вращений $SO(3)$ максимальной, топологически связной подобласти, внутренние точки которой взаимно однозначно соответствовали бы разориентациям зерен, а нарушения взаимной однозначности могли бы иметь место только на границе подобласти. Основная цель данного сообщения – описать этапы решения этой задачи в рамках теоретико-группового подхода.

Группа симметрии разориентаций пар зерен поликристалла разлагается в прямую сумму подгруппы правых трансляций группового пространства вращений $SO(3)$ и группы внутренних автоморфизмов пространства $SO(3)$, порожденных элементами собственной точечной группы решетки зерна исходной ориентации. Приведение группового пространства $SO(3)$ по отношению к группе правых трансляций на элементы собственной точечной группы решетки зерна исходной ориентации может быть получено путем перехода к разбиению Дирихле–Вороного, двойственному к собственной точечной группе решетки зерна исходной ориентации. Произвольная ячейка этого разбиения может быть получена как область пространства $SO(3)$, включающая все те вращения, для которых угловое расстояние до данного элемента собственной точечной группы решетки зерна исходной ориентации меньше, чем до любого другого элемента этой группы.

Произвольная ячейка этого разбиения является регулярным многогранником в криволинейном пространстве $SO(3)$, и любые две ячейки этого разбиения являются конгруэнтными по отношению к действию группы правых трансляций, порожденной элементами собственной точечной группы решетки зерна исходной ориентации. Вращения, которые принадлежат произвольному фиксированному многограннику этого разбиения, представляют всевозможные ориентации зерна. При этом внутренние точки многогранника Дирихле–Вороного взаимно однозначно соответствуют ориентационным положениям решетки зерна. Свойство взаимной однозначности, однако, нарушается на топологической границе многогранников Дирихле – Вороного. Здесь существуют определенные системы кристаллографически эквивалентных трехмерных вращений, которые описывают одни и те же ориентационные положения решетки зерна материала. Правила построения любой такой системы эквивалентных вращений могут быть сформулированы с привлечением понятия о геодезических линиях группового пространства $SO(3)$, соответствующих функции углового расстояния между трехмерными вращениями.

Любая n -кратная ось симметрии кристаллической решетки зерна исходной ориентации порождает разбиение группового пространства вращений $SO(3)$ на n конгруэнтных между собой диэдров, которые называются также линзами или линзо-

выми пространствами. В кристаллографии возможные значения порядка оси поворотной симметрии n могут быть равны одному из следующих чисел: 2, 3, 4, 6. Произвольный многогранник, входящий в разбиение Дирихле–Вороного, двойственное к собственной точечной группе решетки зерна исходной ориентации, может быть эффективно построен как пересечение всех диздров (линзовых пространств), соответствующих различным осям поворотной симметрии и имеющих в качестве центра заданный элемент собственной точечной группы решетки зерна исходной ориентации.

В частности, главный многогранник Дирихле–Вороного выделяется требованием, чтобы его центр совпадал с единичным элементом e группы трехмерных вращений $SO(3)$. Число различных многогранников входящих в разбиение Дирихле–Вороного, двойственное собственной точечной группе решетки зерна исходной ориентации, равно алгебраическому порядку этой группы, т.е. полному числу элементов группы.

Так, например, в простейшем случае, когда решетка зерна принадлежит моноклинному классу m , таким образом, допускает лишь одну поворотную ось симметрии, имеющую второй порядок, соответствующее разбиение Дирихле–Вороного группы вращений $SO(3)$ состоит из двух взаимно дополнительных линзовых пространств. Центр одного из линзовых пространств разбиения (главной ячейки Дирихле–Вороного) совпадает, по определению, с единичным элементом e группы вращений $SO(3)$. Центром второго линзового пространства разбиения является вращение второго порядка вокруг поворотной оси симметрии решетки зерна исходной ориентации. Топологическая граница, как главного, так и дополнительного линзового пространства состоит из двух зеркально симметричных, вполне геодезических поверхностей группового пространства $SO(3)$, склеенных по общей геодезической линии, состоящей из всех тех вращений, углы поворота которых равны π , а оси вращения перпендикулярны оси поворотной симметрии второго порядка решетки зерна исходной ориентации. Граничные геодезические поверхности линз могут быть охарактеризованы, например, требованием, чтобы их точки были равноудалены в смысле углового расстояния между вращениями, как от единичного элемента e , так и от вращения на угол равный π вокруг поворотной оси симметрии решетки зерна исходной ориентации.

Если решетка зерна является орторомбической m , таким образом, допускает три взаимно перпендикулярных поворотных оси симметрии, соответствующая собственная точечная группа содержит четыре элемента. Кроме единичного элемента e эта группа содержит еще три вращения второго порядка вокруг упомянутых выше осей симметрии второго порядка. Таким образом, разбиение Дирихле–Вороного, двойственное этой группе, состоит из четырех многогранников. Каждая из поворотных осей симметрии второго порядка порождает, как было отмечено выше, разбиение группового пространства вращений $SO(3)$ на два взаимно дополнительных линзовых пространства. Всего мы имеем в рассматриваемом случае шесть линзовых пространств, три из которых имеют общим центром единичный элемент e группы $SO(3)$. Пересечение (общая часть) указанных трех линзовых пространств представляет собой шестигранник являющийся неевклидовым кубом группового пространства $SO(3)$. Центр куба совпадает с единичным элементом e группы вращений. Таким образом, построенный куб является главной областью Дирихле–Вороного разбиения, двойственного т.н. четверной группы Клейна. Оставшиеся три куба этого разбиения могут быть получены путем правых трансляций главной ячейки Дирихле–Вороного, порожденных вращениями второго порядка вокруг трех взаимно перпендикулярных осей симметрии решетки зерна исходной ориентации.

В случае, если решетка зерна поликристаллического материала принадлежит кубической сингонии, построение разбиения Дирихле–Вороного, двойственного собственной точечной группе зерна исходной ориентации, заметно усложняется.

Собственная точечная группа зерна исходной ориентации содержит 24 элемента, в связи с чем двойственное разбиение Дирихле–Вороного группы вращений $SO(3)$ состоит из 24 взаимно дополнительных неевклидовых многогранников. Каждой из трех взаимно перпендикулярных осей поворотной симметрии четвертого порядка решетки зерна исходной ориентации соответствует разбиение группы $SO(3)$ на четыре взаимно дополнительных конгруэнтных линзовых пространств. Три из двенадцати полученных линз имеют общий центр, совпадающий с единичным элементом e группы $SO(3)$. Пересечение этих трех линз составляет неевклидов куб. Каждая из четырех осей поворотной симметрии третьего порядка зерна исходной ориентации порождает разбиение группы $SO(3)$ на три конгруэнтных взаимно дополнительных линзовых пространства. Четыре из этих двенадцати линз имеют единичный элемент e своим общим центром, причем ни одна из четырех линз не покрывает построенный ранее куб полностью, высекая при каждой вершине куба восемь неевклидовых тетраэдров конгруэнтных между собой. Таким образом, в качестве главной области Дирихле–Вороного (примитивной ориентационной ячейки) получаем 14-гранник.

Конечным шагом является приведение примитивной ориентационной ячейки по отношению к группе внутренних автоморфизмов порожденной элементами собственной точечной группы решетки исходной ориентации. Каждый из этих внутренних автоморфизмов обладает единственной инвариантной однопараметрической подгруппой. Остановимся более подробно на наиболее сложном случае – разориентации двух зерен с решеткой кубической сингонии. Восемь треугольных граней главной области Дирихле–Вороного представляют собой правильные геодезические треугольники, лежащие на поверхностях главных линз, отвечающих осям третьего порядка решетки зерна исходной ориентации. Рассмотрим точки пересечения этих граней с четырьмя неевклидовыми осями вращения внутренних автоморфизмов группы $SO(3)$, порожденных вращениями третьего порядка решетки зерна исходной ориентации. Соединив эти точки геодезическими отрезками с вершинами каждого из треугольников, получаем возможность разложить каждый из восьми октантов главной области Дирихле–Вороного зерна исходной ориентации на три конгруэнтных между собой многогранника. В результате получаем разложение главной области Дирихле–Вороного на 24 конгруэнтных многогранника, каждый из которых может быть выбран в качестве приведенного пространства разориентаций пар зерен с решеткой кубической сингонии. Отношение конгруэнтности между полученными 24 многогранниками осуществляется внутренними автоморфизмами группы $SO(3)$, порожденными 24 элементами собственной точечной группы решетки зерна исходной ориентации. Аналогичное разложение можно осуществить для любой из оставшихся 23 областей Дирихле–Вороного, центрами которых являются элементы собственной точечной группы решетки зерна исходной ориентации, отличные от единичного элемента e группы вращений $SO(3)$. Мы получаем, таким образом, разложение полного группового пространства $SO(3)$ на 24^2 конгруэнтных многогранника, каждый из которых может служить элементарной разориентационной ячейкой для представления разориентаций пар зерен в поликристалле. Конгруэнтность между ячейками осуществляется движениями группового пространства $SO(3)$ порожденными всевозможными элементами собственной точечной группы решетки зерна исходной ориентации. Эти движения образуют группу, порядок которой равен квадрату порядка собственной точечной группы решетки зерна исходной ориентации, т.е. числу 24^2 .

**ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ,
АКТИВИРОВАННОЙ ЗЕРНОГРАНИЧНОЙ ДИФфуЗИЕЙ****Красильников В. В., Савотченко С. Е., Иванов М. Б.***Белгородский государственный университет, Белгород, Россия*kras@bsu.edu.ru

Исследование особенностей эволюции кристаллической субструктуры и развития процесса рекристаллизации играют важную роль для понимания закономерностей механических свойств поликристаллов. Разработка новых композиционных материалов с определенными свойствами невозможны без понимания физики процессов, контролирующих изменение микроструктуры и развитие пластической деформации в условиях одновременного воздействия температуры, нагрузки и факторов внешней среды. Одним из таких контролирующих процессов является диффузия примесей.

Воздействие диффузионными потоками примесей приводит к эволюции микроструктуры материала и к развитию процесса рекристаллизации [1]. В экспериментах наблюдалось явление значительного понижения температуры рекристаллизации вольфрама в условиях диффузии атомов никеля из покрытия [2]. Было обнаружено появления слоя рекристаллизованных зерен в приповерхностном объеме металла (как правило, вольфрама или молибдена) со стороны никелевого покрытия. Была исследована кинетика движения фронта активированной рекристаллизации (АР) вглубь металла [1–7].

Предполагается, что развитие АР обусловлено диффузионным насыщением материала активатором, так что положение фронта рекристаллизации определяется глубиной его проникновения. Поскольку при температурах начала рекристаллизации скорость объемной диффузии никеля в молибдене и вольфраме существенно ниже скорости движения фронта АР, то насыщение материала примесями никеля может происходить только путем зернограничной диффузии [1]. Экспериментально это подтверждено тем, что энергия активации движения фронта АР в спеченных вольфраме и сплаве W–ThO₂ близка к энергии активации зернограничной диффузии [8]. Так как никель слабо растворим в молибдене и вольфраме, то он концентрируется на границах зерен, причем содержание никеля в рекристаллизованной области значительно повышается.

Установлено [4], что во всех сплавах зависимость глубины рекристаллизованного слоя от времени, то есть закон движения фронта рекристаллизации подчиняется соотношению $x(t) \sim t^{1/2}$.

В данной работе предлагается феноменологическая модель, в рамках которой указанная зависимость движения фронта рекристаллизации получается аналитически.

Будем рассматривать такую систему, в которой растворимость примесей в матрице образца-подложки очень мала. Тогда проникновение примесей в глубину образца происходит вдоль границ зерен. Поэтому диффузию примесей можно считать зернограничной, причем она происходит в основном по стационарным границам зерен.

Пусть d – средний размер зерен поликристалла в рекристаллизованной области, η – доля стационарных границ зерен в этой области, δ – толщина границы зерна (диффузионная ширина границы), D_b – коэффициент зернограничной диффузии примесей в рекристаллизованной области.

Рассмотрим изменение концентрации примесей за малое время Δt в окрестности фронта АР в зоне от x до $x + \Delta x$, где x – положение фронта АР в момент времени t . Предположим, что в зоне активированной рекристаллизации будет наблюдаться скачек концентрации примесей Δc .

Диффузионный поток J примесей через границу фронта АР пропорционален градиенту концентрации примесей на этой границе и может быть оценен по формуле:

$$J = \frac{\eta}{d} \delta D_b \frac{\partial c_b}{\partial x}. \quad (1)$$

С другой стороны, этот поток J должен быть пропорционален скорости движения фронта АР, а также скачку концентрации примесей Δc :

$$J = \Delta c \frac{dx}{dt}. \quad (2)$$

Комбинируя (1) и (2), получим уравнение

$$\Delta c \frac{dx}{dt} = \frac{\eta}{d} \delta D_b \frac{\partial c_b}{\partial x}. \quad (3)$$

Градиент концентрации в уравнении (3) можно приближенно оценить как отношение $\Delta c_b/x$, где $\Delta c_b = c_{b0} - c_{bx}$ – разность концентраций примесей в границе зерна на поверхности (в зоне контакта подложки с покрытием) c_{b0} и в области фронта АР c_{bx} , x – положение фронта АР в данный момент времени. Тогда уравнение (3) примет вид:

$$\Delta c \frac{dx}{dt} = \frac{\eta}{d} \delta D_b \frac{\Delta c_b}{x}. \quad (4)$$

Перепишем (4) в виде

$$x dx = \frac{\eta}{d} \frac{\Delta c_b}{\Delta c} \delta D_b dt. \quad (5)$$

Выражение (5) представляет собой обыкновенное дифференциальное уравнение с разделяющимися переменными относительно положения фронта АР $x(t)$.

Учитывая, что в начальный момент времени $t = 0$ весь образец не был рекристаллизованным, получим начальное условие:

$$x(0) = 0. \quad (6)$$

Уравнение (5) вместе с начальным условием (6) представляет собой задачу Коши. Сформулированная задача Коши (5)–(6) является математической формулировкой предложенной модели АР.

Вычислив решение задачи Коши (5)–(6) при постоянных значениях остальных параметров, получим в явном аналитическом виде зависимость положения фронта АР от времени:

$$x(t) = \left(2 \frac{\eta}{d} \frac{\Delta c_b}{\Delta c} \delta D_b t \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Поскольку поверхностная концентрация примесей в зоне контакта существенно больше, чем в области фронта АР, то выполняется соотношение $c_{b0} \gg c_{bx}$. Поэтому можно положить $\Delta c_b \sim c_{b0}$, и выражение (7) примет вид:

$$x(t) = A(D_b t)^{1/2}, \quad (8)$$

где введен коэффициент

$$A = \left(2 \frac{\eta}{d} \frac{c_{b0}}{\Delta c} \delta \right)^{1/2}. \quad (9)$$

Полученная кинетическая зависимость глубины рекристаллизованного слоя (8) соответствуют традиционной корневой зависимости, наблюдаемой во всех экспериментах (см., например, [1]).

В заключение следует отметить, что в данной работе предложена феноменологическая модель активированной рекристаллизации поликристаллических металлов и сплавов, в рамках которой получено аналитическое выражение кинетической зависимости глубины рекристаллизованного слоя. Из данной зависимости следует, что положение фронта АР пропорционально корню из времени отжига и корню из коэффициента зернограницной диффузии. Коэффициент пропорциональности (9) определяется эмпирическими величинами – структурными факторами поликристалла, а именно: средним размером рекристаллизованных зерен и скачком концентрации примесей в зоне фронта АР. Влияние исходной структуры материала и температуры на эти две величины на настоящий момент не выяснено. Однако, при оценке соотношений коэффициентов диффузии в материалах с различной структурой необходимо принимать во внимание зависимость коэффициента пропорциональности A в кинетике фронта АР (8) от экспериментально определяемых параметров микроструктуры согласно выражению (9). Согласованность зависимости положения фронта АР (8), полученной в рамках сформулированной модели, с экспериментальной зависимостью, позволяет сделать вывод о том, что основную роль в развитие АР вносит диффузия примесей по стационарным границам зерен.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов БелГУ и РФФИ №06-02-17336-а.

Список литературы

1. Колобов Ю.Р. Диффузионно-контролируемые процессы на границах зерен и пластичность металлических поликристаллов. Новосибирск: Наука. Сиб. предприятие РАН, 1998. 184 с.
2. Montellbano T., Brett J., Castelman L., Seigle I. // Tans. Met. Soc. AIME. 1968. Vol.242. N9. P1973-1979.
3. Гегузин Я.Е., Клиничук Ю.И. // ФММ. 1974. Т.37. Вып.5. С. 1099-1101.
4. Почивалов Ю.И., Колобов Ю.Р., Коротаев А.Д. // ФММ. 1982. Т.54. Вып.2. С. 296-301.
5. Грабовецкая Г.П., Зверев И.К., Колобов Ю.Р. // Изв. вузов. Физика. 1992. №7. С. 16-21.
6. Раточка И.В., Найденкин Е.В., Даниленко В.Н., Колобов Ю.Р. // ФММ. 1995. Т.79. Вып.6. С. 26-31.
7. Панин В.Е., Дудаев Е.Ф., Овчаренко В.Е., Кочепасов И.И. Повышение термической стабильности композиционных материалов на основе никеля, упрочненных волокнами вольфрама и молибдена путем направленного легирования матрицы. // Структура и свойства жаропрочных металлических материалов. М.: Наука, 1973. С. 103-107.
8. Марвин В.Б., Колобов Ю.Р. Исследование активированной никелем рекристаллизации субструктурно-упрочненного молибдена под нагрузкой. // Сб. Субструктурное упрочнение металлов и дефракционные методы исследований. Киев: Наукова думка, 1985. 280 с.

ОЦЕНКА ПРОЧНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК БОКСИЛОВЫХ КАПП

Игнатьева Д. Н., Чумаченко Е. Н. , Кузнецов В. В.*

Московский государственный институт электроники и математики, Москва,

**Московский медицинский стоматологический университет, Москва,*

darevil@mail.ru, mmkaf@miem.edu.ru

Использование капп получило достаточно широкое применение в современной стоматологии – от выполнения защитных функций зубного ряда в спорте, до поддержания фиксированного положения зубов пациента в пост лечебный период. В зависимости от того, какие функции необходимо будет выполнять каппе, подбирается состав биополимера. Заметим, что на сегодняшний день известно достаточно большое число разнообразных материалов, каждый из которых имеет свои плюсы и минусы. Тем не менее, все новые разработки этих составов могут не только обеспечить более широкое и качественное применение капп, но и удешевить их изготовление.

В Московском Стоматологическом Университете был разработан новый состав боксировой каппы. Внешний вид материала и его химические свойства удовлетворяют критериям, предъявляемым к материалам, применяемым в стоматологии. Для определения физических параметров, характеризующих области наиболее эффективного применения этого состава в тех или иных случаях, необходимо было исследовать ее физико-механические свойства в широком диапазоне различных физиологических воздействий.

В результате прямых механических испытаний заготовок из боксила, выполненных в институте Механики МГУ, были определены все необходимые константы, характеризующие упругие и прочностные свойства этого материала. Далее, используя полученные данные по свойствам, была составлена компьютерная модель каппы и с помощью метода конечных элементов, реализованного в вычислительном комплексе SPLEN (www.kommek.ru), была проведена оценка функциональных характеристик исследуемого материала.

Анализировались зависимости между нагрузками, действующими на верхнюю поверхность балки, и задаваемыми перемещениями при различных габаритах и форме прямоугольной балки из боксила. Также моделировалась ситуация, когда некоторая область зубного ряда (из одного или нескольких зубов) должна быть максимально защищена от силового воздействия. Для различных видов проблемных областей были рассчитаны экстремальные нагрузки, которые может выдерживать каппа, выполняя свои защитные функции. Анализ биомеханической модели, максимально приближенной к естественному состоянию зубочелюстной системы позволил сделать заключение о том, что такая система в состоянии выдерживать большие экстремальные нагрузки, нежели упрощенная модель.

Таким образом, рассмотренный в работе материал (боксил) является приемлемым для изготовления защитных капп как общего назначения, так и для применения в рассмотренных ситуациях, связанных с осуществлением специальной, локальной защиты элементов зубного ряда. Расчетным путем установлены ограничения на применение этого класса капп, построены номограммы, связывающие антропологические и функциональные особенности зубочелюстной системы с допустимыми геометрическими и прочностными характеристиками материала каппы.

ОЦЕНКА ПРОЧНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК УСЛОВНО-СЪЕМНОГО ЗУБНОГО ПРОТЕЗА

Шашмурина В. Р., Чумаченко Е. Н.*, Олесева В. Н., Воложин А. И.

Московский медицинский стоматологический университет, Москва,

* Московский государственный институт электроники и математики, Москва,
mmkaf@miem.edu.ru

Реабилитация пациентов с полным отсутствием зубов является актуальной и до сих пор нерешенной проблемой. Следует выделить три направления профилактики непереносимости зубных протезов: совершенствование клинико-лабораторных этапов изготовления протезов с применением современных материалов, профилактика прогрессирующей атрофии тканей протезного ложа, применение хирургических способов подготовки полости рта перед протезированием. Все эти направления требуют дальнейшей и более тщательной разработки, а система реабилитации пациентов должна обладать значительно большими возможностями и быть направлена как на решение определенных задач на уровне конкретного пациента, так и на повышение качества его жизни. Наибольшие трудности возникают при лечении пациентов с полным отсутствием зубов на нижней челюсти. Одним из эффективных методов компенсации нарушений функций жевательной системы у таких пациентов является дентальная имплантация.

Следует отметить, что установка большого количества имплантатов для последующего протезирования с использованием условно-съемных конструкций бывает крайне затруднительна вследствие биомеханических проблем, связанных с атрофированной челюстью и ее низкой минеральной плотностью. До настоящего времени нет метода, позволяющего добиться гарантированной устойчивости протеза на беззубой нижней челюсти. Многие традиционные методы протезирования в последнее время пересматриваются. Неотъемлемой частью планирования ортопедического лечения пациентов является изучение биомеханики будущего протеза методом диагностического моделирования. Обоснование выбора типа, количества, расположения имплантатов, конструкции протеза зависит от размеров, плотности, конфигурации челюсти, других общих и местных факторов (рис.1).

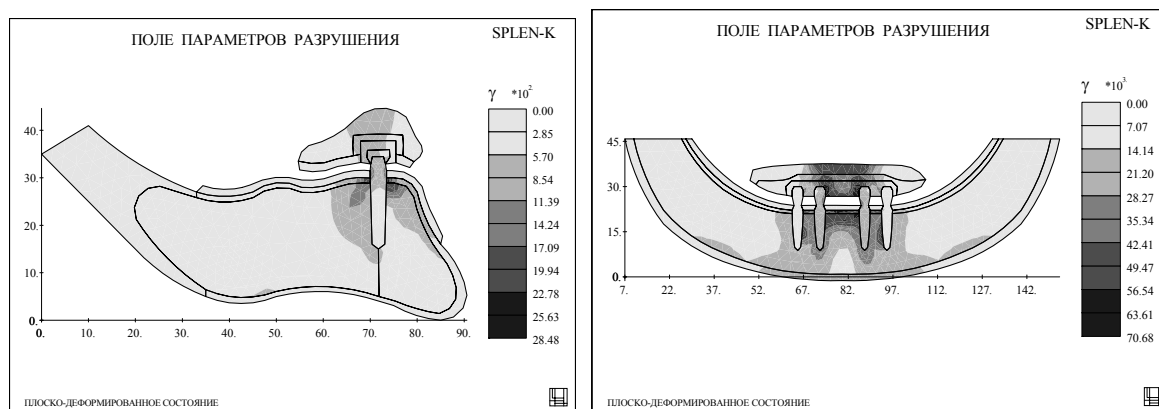


Рис. 1. К оценке НДС в биомеханической конструкции с условно-съемным протезом.

Напряжения, возникающие в костной ткани не должны воздействовать угнетающе на физиологические процессы в кости. Определение безопасного уровня нагрузки для ремоделирования кости является одной из главных клинических задач. В работе развивается математическая модель «костная ткань–имплантат–условно-съемный протез» и ее реализация с помощью метода конечных элементов в среде вычислительной системы SPLN.

**ВЛИЯНИЕ СЛАБОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА МОДИФИКАЦИЮ
НАНОКЛАСТЕРОВ СТРУКТУРНЫХ ДЕФЕКТОВ В КРИСТАЛЛАХ
КРЕМНИЯ И ЕГО ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА**

**Макара В. А., Стебленко Л. П., Курилюк А. Н., Коплак О. В.,
Науменко М. Н., Кольченко Ю. Л.**

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев, Украина
yu_l_kolchenko@univ.kiev.ua, kurylyuk_a@univ.kiev.ua

Опираясь на приведенные в литературе [1–7] модельные представления и доказательства, касающиеся влияния слабых магнитных полей (МП) на немагнитные материалы, можно предположить, что МП вызывает синглет-триплетные переходы термически возбужденных связей в комплексах точечных дефектов (КТД), что стимулирует изменение состояния (атомную конфигурацию) примесей. Действие МП сводится к тому, что средняя энергия связи в КТД уменьшается, химические связи разрываются. Вероятно, имеющие спиновую природу процессы структурной релаксации, в которые вовлечены кластеры структурных дефектов, и вызывают выявленные в целом ряде немагнитных материалов, в частности, в кремнии, изменения физических характеристик [1, 2, 5, 7].

В ходе проведенных нами ранее исследований [8] было выявлено, что под влиянием слабого магнитного поля в кристаллах кремния наблюдается изменение микротвердости, которое можно классифицировать как магнитомеханический эффект (ММЭ). При этом изучение физических эффектов изменений микротвердости показало отсутствие зависимости ММЭ от индукции магнитного поля в исследованном диапазоне ($B = 0,03 \div 0,33$ Тл) изменения величины индукции. Таким образом, изучение эффекта магнитного влияния на кристаллы кремния свидетельствует о нечувствительности ММЭ, то есть кинетики деформирования приповерхностных слоев кристаллов кремния, которые подвергались магнитной обработке (МО), к величине индукции магнитного поля.

В настоящей работе эти исследования продолжены с целью выяснения возможной роли времени магнитной обработки в формировании ММЭ и в характере его релаксации. В работе использовались образцы кремния (р-типа проводимости с удельным сопротивлением $\rho = 10$ Ом·см), выращенные по методу Чохральского. Экспериментальная методика состояла из следующих этапов. Образцы Si помещались в магнитное поле, которое создавалось при помощи постоянного электромагнита. Исследования проводили в магнитном поле с индукцией $B = 0,33$ Тл. Время выдержки образцов Si в МП, то есть время МО, составляло $t_{\text{МО}} = (0,5 \div 120)$ минут. После завершения МО измерялась микротвердость и рассчитывалась величина относительной микротвердости, т.е. значение микротвердости, измененное по отношению к эталонному. Величина ММЭ оценивалась с точностью $\sim 4\%$. Схема эксперимента по исследованию релаксационных процессов была следующей. Образцы кремния подвергали действию постоянного магнитного поля, затем через 2 минуты после извлечения образцов из магнитного поля проводились измерения микротвердости (H). Последующие измерения H осуществлялись по мере увеличения паузы между магнитным влиянием и моментом измерения микротвердости. Время, когда микротвердость, измененная в результате МО восстанавливалась до значения близкого к эталонному значению H , считалось временем магнитной релаксации ($t_{\text{МР}}$).

В нашей работе установлено, что в используемых экспериментальных условиях ММЭ не чувствителен к длительности магнитной обработки (рис.1). Более того, как видно из рис.1, ММЭ может проявляться даже при достаточно коротких временах магнитной обработки ($t_{MO} = 30$ с). Кроме того, в работе установлено, что ММЭ не релаксирует в течение длительного времени (рис.2). Полная релаксация ММЭ наблюдалась лишь через 1 год после извлечения образцов Si из магнитного поля.

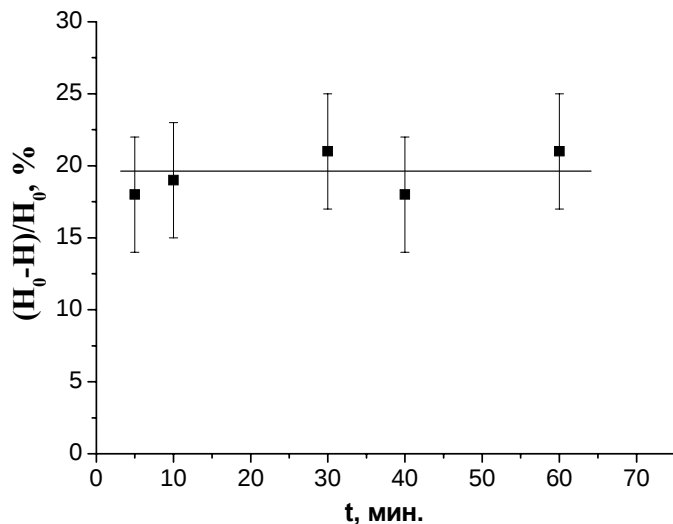


Рис. 1. Зависимость относительной микротвердости в кристаллах кремния от времени выдержки в магнитном поле:

H_0 – микротвердость исходных (контрольных) образцов Si;
 H – микротвердость образцов Si после магнитной обработки в магнитном поле с индукцией $B = 0,33$ Тл.

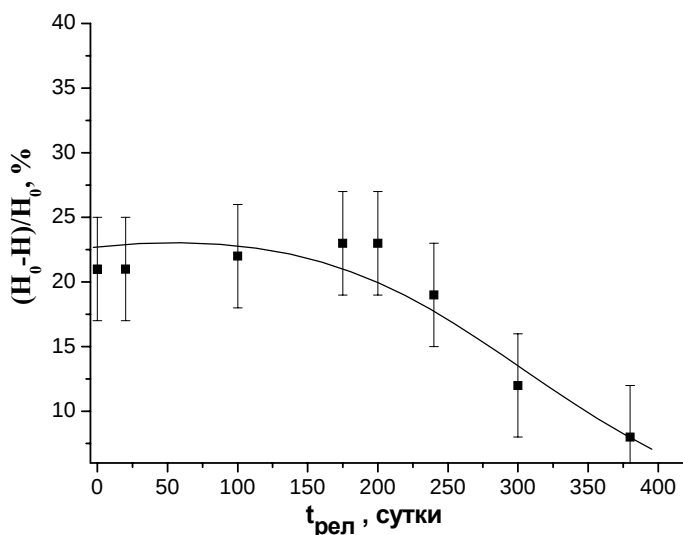


Рис. 2. Релаксация относительной микротвердости в кристаллах кремния после завершения магнитной обработки:

H_0 – микротвердость исходных (контрольных) образцов Si;
 H – микротвердость образцов Si после магнитной обработки в магнитном поле с индукцией $B = 0,33$ Тл, $t_{MO} = 30$ мин.

Нетривиальная особенность ММЭ, полученного как в данной работе, так и в предыдущих работах, состоит в том, что этот эффект идентифицируется не в процессе приложения магнитного поля, а после завершения его действия. Такое проявление магнитного влияния свидетельствует о появлении своеобразной «магнитной памяти». Следовательно, инициируемые магнитным полем преобразования могут продолжать развиваться и после завершения магнитной обработки и проявляться на протяжении длительного времени в изменении микромеханических свойств.

Особенности изменения микромеханических свойств немагнитных материалов в магнитном поле находят свою физическую интерпретацию в рамках спин-зависимой электронной теории [3, 4]. Согласно взглядам, существующим в литературе [1, 2], наиболее вероятным результатом спин-зависимого процесса в кремнии, подвергнутом магнитному влиянию, может быть возбуждение Si-O связей межузельного кислорода. Это возбуждение химических связей в КТД приводит к распаду Si-O связей. В результате часть атомов кислорода оставляет межузельное, рекомбинирует с другими дефектами с образованием подвижных кислородно-вакансионных

(O–V) центров, которые классифицируются как А-подобные центры. Дефицит вакансий, который возникает при этом в объеме кристалла, компенсируется генерацией дополнительных вакансий на поверхности, последующей миграцией вакансий вглубь материала и образованием нового количества А-подобных дефектов. В спектрах ЭПР кристаллов Si, прошедших МО, нами фиксировалось появление новых парамагнитных центров, а именно, комплексов типа кислород-вакансия (А-подобный дефект) и комплексов межузельного кремния с узельным углеродом типа $C_s-Si_i-C_s$. Обнаруженные после МО изменения в спектрах ЭПР через определенное время исчезали, что свидетельствует о восстановлении исходной структуры кристаллов. Подобная модификация дефектно-примесной подсистемы, стимулированная действием МП, по нашему мнению, приводит к уменьшению внутренних напряжений и микротвердости, и, соответственно, вызывает появление ММЭ. Процесс релаксации ММЭ, наблюдавшийся нами, указывает на то, что образованные в МП А-подобные и другие центры являются метастабильными образованиями, которые со временем распадаются. Последнее и приводит к сокращению срока существования ММЭ.

Высказанная в литературе, а также развитая в наших работах, гипотеза о физической природе ММЭ, связанная с распадом под влиянием МП химических связей и модификацией комплексов точечных дефектов, была подтверждена нами с помощью спектральных методов (ИК-спектроскопии, трехкристальной рентгеновской дифрактометрии, эллисометрии), которые показали рост концентрации кислорода, появление дополнительных нарушенных слоев и увеличение степени аморфизации в кристаллах кремния после их магнитной обработки. Не исключено, что механизм аморфизации в кремнии при его магнитной обработке состоит в процессе накопления парамагнитных центров – дефектных образований, основную роль в которых играют вакансии. Таким образом, кинетику накопления парамагнитных центров (в частности, вакансионных комплексов) можно, по-видимому, сопоставить с образованием аморфной фазы при магнитной обработке.

Список литературы

1. Бузыкин В. Н., Дацко О. И., Постников С. Н. Процессы долговременной релаксации реальной структуры кремния после ее обработки импульсным магнитным полем. // Электронная обработка материалов. Академия наук Республики Молдова (Институт прикладной физики). – 1993г. – №2. – 170с. (С.16-19).
2. Левин М. Н., Зон Б. А. Воздействие импульсных магнитных полей на кристаллы Cz-Si. // ЖЭТФ. – 1997. – Т.111, №4. – С.1373-1397.
3. Зельдович Я. Б., Бучаченко А. Л., Франкевич Е. Л. Магнито-спиновые эффекты в химии и молекулярной физике. // УФН. – 1988. – Т.155, №1. – С.3-45.
4. Молоцкий М. И. Отрицательный магнитопластический эффект в немагнитных кристаллах. // ФТТ. – 1993. – Т.35, №11. – С.11-14.
5. Осипьян Ю.А., Моргунов Р.Б., Баскаков А.А., Орлов А.М. Магниторезонансное упрочнение монокристаллов кремния.// Письма в ЖЭТФ. – 2004. –Т.79, вып.3. – С.158- 162.
6. Головин Ю. И. Магнитопластичность твердых тел.// ФТТ. – 2004. – Т.46, №5. – С.769-803.
7. Моргунов Р. Б. Спиновая микромеханика в физике пластичности.// УФН. – 2004. – Т.174, №2. – С.131-153.
8. V.A.Makara, L.P.Stebenko, Yu.L.Kolchenko, S.M.Naumenko, O.A.Patran, V.M.Kravchenko, O.S.Dranenko. Magnetic-field-induced modification of properties of silicon lattice defects. // Solid State Phenomena. – Vols.108-109 (December 2005). – PP.339-344.

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ РАБОТОСПОСОБНОСТИ МАТЕРИАЛОВ КОРПУСОВ ВВЭР-440

Сидоренко О. Г., Светухин В. В.

ФГУП «ГНЦ РФ НИИАР», Димитровград,
dns@niiar.ru

Прогнозирование изменений физико-механических характеристик корпусов ВВЭР является одной из основных проблем реакторного материаловедения. В процессе эксплуатации материалы корпусов подвергаются воздействию высокоэнергетического облучения, что приводит к его радиационному охрупчиванию, связанному как с накоплением собственных радиационных дефектов, так и со стимулируемыми облучением микроструктурными изменениями материалов.

В рамках моделирования поведения корпусов ВВЭР в НИИАР разработаны феноменологическая модель изменения растворимости примесей и легирующих элементов в матрице α -железа при облучении и кинетическая модель радиационно-ускоренной кластеризации и преципитации примесей в сплавах при облучении.

Первая из указанных моделей позволила определить граничное значение надразмерных примесей, относительно которого наблюдается различное влияние плотности потока на скорость радиационного охрупчивания материалов корпусов ВВЭР. В частности, установлено, что стали с большим содержанием надразмерных примесей (P, As, Sn, Sb, Cu) для одного и того же флюенса при повышении плотности потока должны характеризоваться понижением величины сдвига температуры хрупко-вязкого перехода (ΔT). Однако если концентрация этих примесей мала и они могут полностью находиться в твердом растворе, то такие стали при повышении плотности потока должны характеризоваться повышением ΔT [1].

Кинетическая модель радиационно-ускоренной кластеризации и преципитации примесей в металлах и сплавах описывает рост кластеров или преципитатов из примесных атомов заданного сорта на центрах зарождения с фиксированной концентрацией. Разработанная модель была применена для описания радиационного охрупчивания стали 15X2МФА, применяемой в качестве материала корпуса ВВЭР-440. Моделирование проводилось в предположении, что за механизм охрупчивания отвечают примесные кластеры, образующиеся при облучении. Проведено исследование влияния таких факторов, как флюенс быстрых нейтронов, температура облучения и плотность потока нейтронов. Получено выражение для пересчета экспериментальных данных, соответствующих одной плотности потока к другой плотности потока [2]. Пример приведения экспериментальных данных к одной плотности потока продемонстрирован на рис. 1.

Результаты исследования структуры корпусных сталей методами электронной микроскопии, атомного зонда [3–4] свидетельствуют о появлении в материале большого количества меднообогащенных преципитатов, которые являются центрами сегрегации для фосфора, никеля, марганца и других элементов [5]. Подобные изменения микроструктуры корпусных сталей являются причиной деградации механических свойств этих материалов. Таким образом, в настоящее время актуальным является необходимость выявления вклада различных примесей в процесс охрупчивания, а также установление взаимосвязи микроструктурных изменений и процесса радиационного охрупчивания.

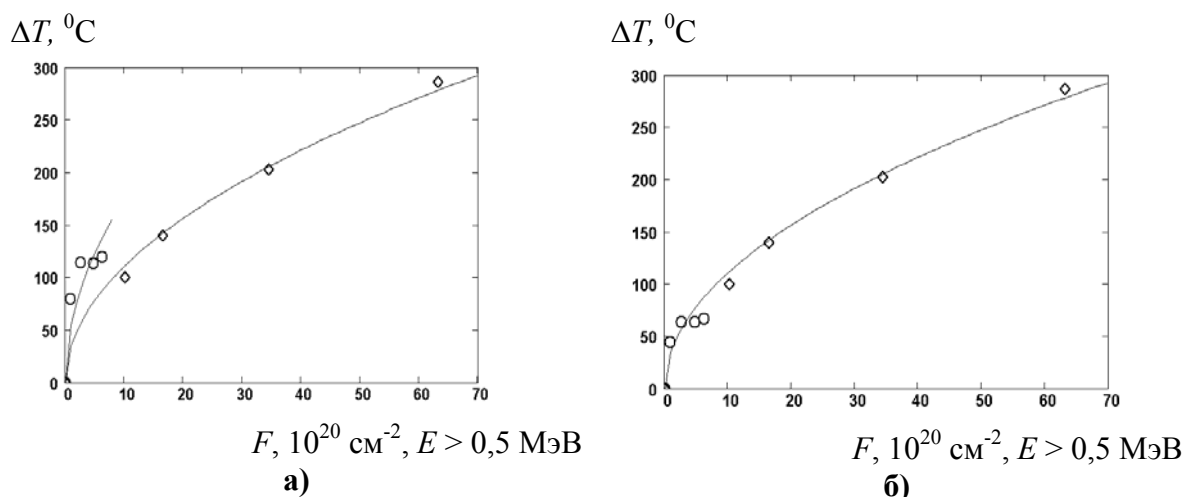


Рис.1. Зависимость изменения температуры хрупко-вязкого перехода в образцах свидетелях сварных швов от флюенса при различных величинах нейтронного потока на Ровенской (о – $\phi = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$) и Армянской ($\diamond - \phi = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$) АЭС (а). Экспериментальные данные, приведенные к одной плотности потока $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ (б)

Процесс упрочнения металлов примесными кластерами и преципитатами рассматривается как двухстадийный:

- формирование меднообогащенных кластеров в каскадах;
- рост кластеров, лимитированный диффузией.

Скорость появления меднообогащенных зародышей пропорциональна степени пересыщения матрицы медью и параметру облучения, который зависит от коэффициента диффузии. Облучение, в свою очередь, ускоряет процесс диффузии. Радиационно-ускоренный коэффициент диффузии связан с концентрацией вакансий в материале, образующихся при облучении и пропорциональной плотности потока.

Процесс сегрегации фосфора на медных кластерах является диффузионным, поэтому скорость ухода фосфора на кластеры пропорциональна радиационно-ускоренному коэффициенту диффузии, концентрации центров зарождения и степени пересыщения фосфора в матрице. Вклад фосфора в радиационное охрупчивание описывается экспоненциальной зависимостью от флюенса быстрых нейтронов.

Радиационное охрупчивание корпусных сталей оценивается по величине сдвига температуры хрупко-вязкого перехода, который можно представить как сумма отдельных вкладов от матричного охрупчивания, от охрупчивания, связанного с вкладом меди и фосфора:

$$\Delta T_{total} = aF^{1/2} + b1 \cdot (1 - \exp(-F / F_1)) + c1 \cdot \left(1 - \exp \left(-\frac{F}{F_2} + \frac{F_1}{F_2} \left(1 - \exp \left(-\frac{F}{F_1} \right) \right) \right) \right), \quad (1)$$

где a , $b1$, $c1$, F_1 , F_2 – параметры облучения; F – флюенс быстрых нейтронов ($E > 0,5 \text{ МэВ}$).

Оценка изменения концентрации центров зарождения и радиус преципитатов представлены на рис.2 и 3.

Анализ данных, представленных на рис.2–3 свидетельствует, что концентрация центров зарождения и радиус преципитата достигают насыщения при увеличении флюенса быстрых нейтронов ($5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и 5 нм , соответственно).

В качестве иллюстрации разработанной модели рассчитан коэффициент диффузии фосфора. При значениях радиуса преципитатов $R = 2 \text{ нм}$ и объемной концентрации центров зарождения $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ его коэффициент диффузии составляет $7,9 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2/\text{с}$. Коэффициент термической диффузии фосфора при 290°C составляет $7,4 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2/\text{с}$. Одинаковый порядок величины получившихся значений свидетельствует об адекватности разработанной кинетической модели.

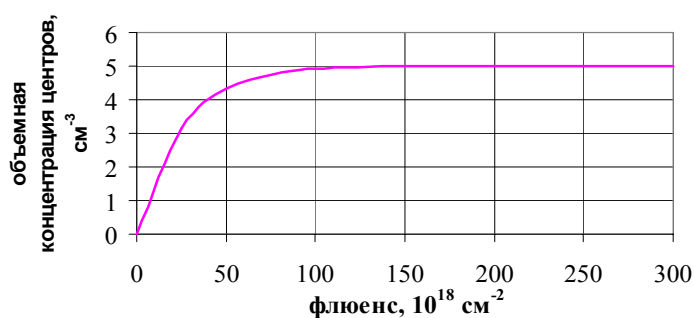


Рис.2. Зависимость объемной концентрации центров зарождения от флюенса быстрых нейтронов.

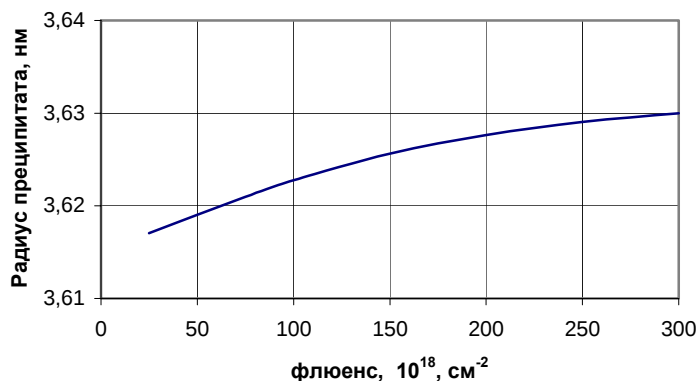


Рис.3. Зависимость радиуса precipitata от флюенса быстрых нейтронов

Заключение

В работе проведен анализ физических моделей, описывающих процесс радиационного охрупчивания корпусных материалов ВВЭР-440, характеризуемый величиной сдвига температуры хрупко-вязкого перехода. На основании разработанных моделей получены пороговые значения концентрации примесей и легирующих элементов, влияющих на радиационное охрупчивание, значения концентрации центров зарождения кластеров и радиуса precipitata, а также выражение, позволяющее проводить пересчет экспериментальных данных сдвига температуры хрупко-вязкого перехода, соответствующих одной плотности потока к другой плотности потока. Полученные данные могут быть использованы для обоснования назначенного срока службы корпусов ВВЭР-440 и его продления.

Список литературы

1. Сидоренко О.Г., Светухин В.В., Суслов Д.Н., Голованов В.Н. Влияние изменения растворимости примесей при облучении на скорость охрупчивания феррито-перлитных сталей// Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение», №5 (88), 2005г. С.49-53.
2. Сидоренко О.Г., Светухин В.В., Суслов Д.Н., Голованов В.Н. Моделирование радиационного охрупчивания материалов корпусов реактор ВВЭР// ФХОМ, 2005, №3. С.15-20.
3. О.О. Забусов, Е.А. Красиков, М.А. Козодаев, А.Л. Суворов, Р. Pareige, B. Radiguet. Перераспределение примесных и легирующих элементов в стали корпуса реактора ВВЭР-440 под действием эксплуатационных факторов// Вопросы атомной науки и техники, № 3 (83). С.66-72.
4. B.A. Gurovich, E.A. Kuleshova, Ya.I. Shtrombakh, O.O. Zabusov, E.A. Krasikov. Intergranular and intragranular phosphorus segregation in Russian pressure vessel steels due to neutron irradiation// J. Nucl. Mater. 2000, v. 279, pp. 259-272.
5. IAEA-TECDOC-1441, June, 2005, p-p.39-51.

МАРТЕНСИТНОЕ ПРЕВРАЩЕНИЕ ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ И МАГНИТНОЙ ОБРАБОТКЕ В СПЛАВАХ Fe-Ni С РАЗНЫМ РАЗМЕРОМ ЗЕРНА АУСТЕНИТА

Калетина Ю. В., Счастливцев В. М., Фокина Е. А.

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

Известно, что в сталях, мартенситное превращение которых развивается в области отрицательных температур, положение мартенситной точки и степень превращения, достигаемая при данном переохлаждении, зависят от величины зерна аустенита [1]. В таких сталях мартенситная точка для мелкозернистого аустенита расположена ниже, и степень превращения при охлаждении до заданной температуры (например, до температуры жидкого азота) существенно меньше. Известно, что в сталях и сплавах сильное магнитное поле оказывает существенное влияние на мартенситное превращение аустенита, стабилизированного размером зерна [1, 2]. Для развития мартенситного превращения при заданной температуре требуется, чтобы напряженность магнитного поля была не ниже некоторой критической величины. Отмечено, что размер зерна аустенита в одном и том же сплаве при воздействии магнитным полем может оказывать влияние на величину критического поля.

В данной работе исследование проводилось на безуглеродистом сплаве H32 и сплавах 25H31, 30H23, 28H19. Сплавы 25H31, H32, 30H23 и 28H19 имеют мартенситные точки M_n : $-130, -90, -30, 80$ °C, соответственно. С повышением температуры закалки от 800 до 1200 °C происходит рост зерна аустенита, при этом особенно сильное увеличение зерна наблюдается на сплавах 25H31 (с 16 до 180 мкм) и H32 (с 30 до 180 мкм). В сплавах 30H23 и 28H19 влияние температуры закалки на размер зерна аустенита проявляется в меньшей степени.

Изменение величины зерна аустенита привело к изменению температуры начала мартенситного превращения M_n . С уменьшением размера зерна аустенита в исследуемых сплавах происходит понижение точки M_n , наблюдается стабилизация аустенита. Сопоставляя результаты по влиянию размера зерна на мартенситную точку сплавов 25H31, H32, 30H23 и 28H19, можно отметить, что это влияние отчетливо проявляется в сплавах, в которых мартенситное превращение начинается при отрицательных температурах, и практически не сказывается на сплаве 28H19 с M_n выше комнатной температуры.

Изменение размера зерна аустенита влияет не только на положение мартенситной точки, но и на кинетику превращения (рис. 1). В сплавах 25H31 и H32 при охлаждении мартенситное превращение начинается явно выраженным «взрывом», сопровождающимся при крупном зерне (рис. 1, кривая 1) образованием значительного количества мартенсита. По мере уменьшения величины зерна аустенита уменьшается и величина «взрыва», при M_n образуется меньшее количество мартенсита (рис. 1, кривые 2, 3).

Изменение размера зерна аустенита также может отражаться и на морфологии образующихся кристаллов мартенсита. В сплавах 25H31 и H32 в крупнозернистых образцах образуется линзовидный мартенсит, в мелкозернистых – при охлаждении наблюдали, наряду с линзовидным мартенситом, образование пластинчатых кристаллов. Электронно-микроскопическое исследование показало, что в мелкозерни-

стых образцах присутствуют кристаллы тонкопластинчатого и частично двойникового мартенсита.

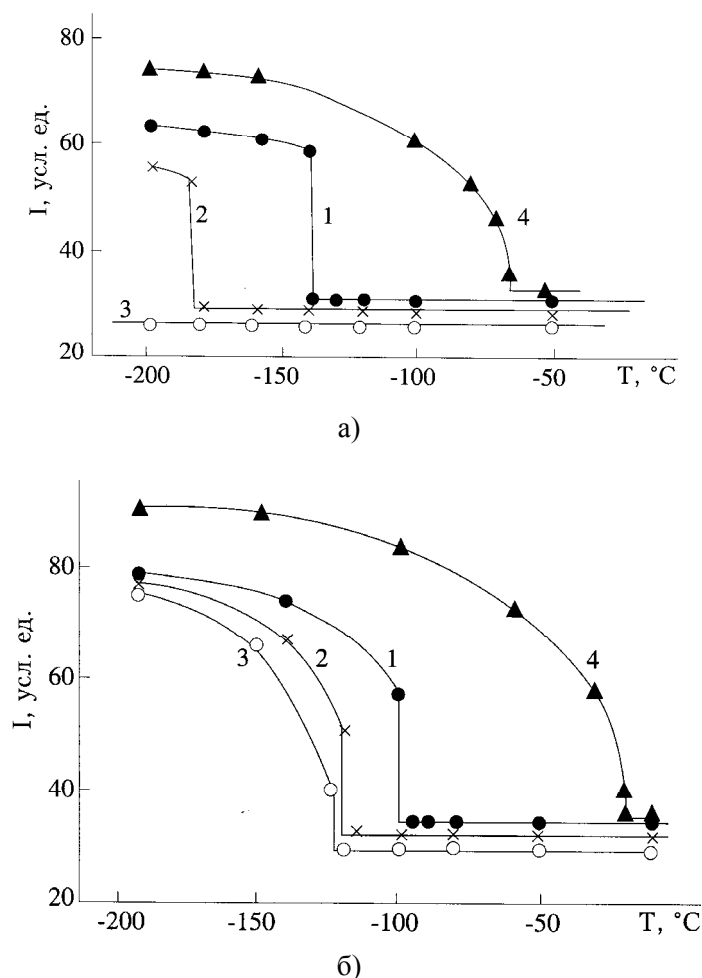


Рис. 1. Мартенситные кривые, полученные при охлаждении (1–3) и в магнитном поле (4) на сплавах 25H31 (а) и H32 (б), диаметр зерна: 1, 4 – 180 мкм; 2 (а) – 50 мкм; 2 (б) – 70 мкм; 3 (а) – 15 мкм; 3 (б) – 30 мкм.

Полученные результаты показали, что смена морфологии мартенсита может происходить не только под действием магнитного поля и напряжений, но и при изменении размера зерна аустенита. Варьируя размер зерна аустенита, можно получить при охлаждении две морфологические формы мартенсита: линзовидную и пластинчатую. По мере уменьшения величины зерна аустенита и понижения температуры M_n увеличивается доля пластинчатого мартенсита, и взрывная кинетика превращения становится менее ярко выраженной.

В сплаве 30H23 уменьшение зерна аустенита от 110 до 10 мкм привело к понижению мартенситной точки с -30 до -80 $^{\circ}\text{C}$, мартенситные кривые имеют плавный вид, причем характер превращения не меняется с изменением величины зерна аустенита, как и морфология образующегося мартенсита.

В опытах с магнитным полем при низких температурах критическое поле, вызывающее появление мартенсита в сплавах 25H31 и 30H23, оказалось более высоким для мелкозернистого аустенита по сравнению с крупнозернистым. Однако это различие уменьшалось с повышением температуры опыта и практически исчезало вблизи комнатной температуры (рис. 2).

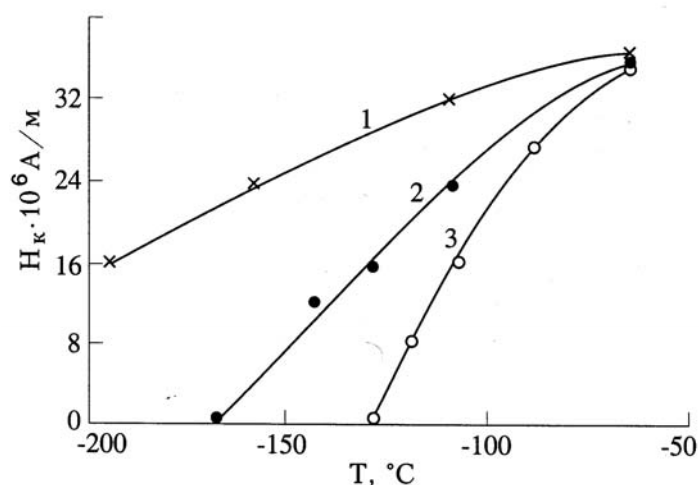


Рис. 2. Зависимость порогового магнитного поля, вызывающего появление мартенсита, от величины зерна в сплаве 25Н31, диаметр зерна: 1 – 16 мкм; 2 – 45 мкм; 3 – 180 мкм.

Мартенсит, возникающий под действием магнитного поля в сплавах 25Н31 и Н32, морфологически отличается от мартенсита охлаждения. Для этих сплавов характерно, что мартенситная точка расположена при достаточно низких температурах, и при обычном охлаждении образуется типично линзовидный мартенсит с четко выраженным мидрибом. Структура мартенсита, полученного под влиянием импульсного магнитного поля при температуре значительно более высокой (на 75°), чем M_n в крупном зерне, резко отличается от мартенсита охлаждения, образуется тонкопластинчатый мартенсит.

В сплаве 30Н23, в котором мартенситное превращение при охлаждении начинается при более высокой температуре –50 °С, под действием импульсного магнитного поля морфология образующегося мартенсита практически остается без изменения, в обоих случаях наблюдается образование линзовидного мартенсита.

Таким образом, в сплавах Fe–Ni и Fe–Ni–C с мартенситным превращением ниже комнатной температуры, размер зерна аустенита является одним из факторов, определяющих температуру мартенситной точки. Величина зерна аустенита влияет не только на положение мартенситной точки, но и на кинетику превращения и морфологию образующегося мартенсита. При обработке в магнитном поле величина критического поля определяется как размером зерна аустенита, так и температурой воздействия магнитного поля. Критическое поле в одном и том же сплаве в зависимости от величины зерна аустенита оказывается различным, причем это различие особенно резко проявляется при низких температурах и практически исчезает с приближением к положительным температурам.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта НШ-5965.2006.3

Список литературы

1. Кривоглаз М.А., Садовский В.Д., Смирнов Л.В., Фокина Е.А. Закалка стали в магнитном поле. М., Наука, 1977, 118 с.
2. Фокина Е. А., Завадский Э. А. Влияние магнитного поля на мартенситное превращение в стали // ФММ. 1963. Т. 16. С. 311-313.

ФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ПОЛУЧЕНИЯ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ НАНОСТРУКТУРНЫХ ОБЪЕКТОВ С ПЕНТАГОНАЛЬНОЙ СИММЕТРИЕЙ

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

Тольяттинский государственный университет, Тольятти,
fti@tltsu.ru

Ранее нами отмечалось, что кристаллы 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, должна придать им высокую твердость. Однако исследования материалов, состоящих из пентагональных кристаллов размером в десятки микрон, показывает незначительное увеличение их прочностных характеристик. Данный факт является прямым следствием строения пентагонального микрокристалла, 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, запрещенной законами классической кристаллографии); для атомов, лежащих вблизи плоскостей двойникового, характерна локальная ГПУ-решетка, а отдельные сектора икосаэдра имеют локальную ГЦК-решетку. Оценки показывают, что нарушение дальнего порядка (характерного для кристаллического состояния) имеет место в объеме, 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.

Объединение свойств наночастиц и частиц с пятерной симметрией 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 приведет к явно выраженной анизотропии свойств и появлению в частицах дефектов дисклинационного типа.

Нами начаты работы по получению и исследованию свойств пентагональных металлических наночастиц, и к настоящему времени нами получены пентагональные частицы и микрокристаллы на индифферентных подложках различного химического состава (ниобий, графит, титан). Ограничение размеров кристаллов до наномас-

штабного 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 ИУ-РАС 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. 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. 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.

Формирование полостей в нитевидных пентагональных кристаллах впервые было теоретически предсказано на основании дисклинационных представлений в монографии [3]. Нами были получены медные пентагональные нитевидные микрокристаллы, в том числе, нано- и микротрубки с полостью внутри. Теоретическое обоснование наблюдавшегося нами на практике возникновения полости в нитевидных пентагональных микрокристаллах, имеющих одну ось симметрии пятого порядка и выросших в процессе электрокристаллизации меди, было предложено в работах [4–5]. В нитевидных микрокристаллах, имеющих одну ось симметрии пятого порядка, полость выходит на поверхность и легко наблюдается с помощью средств электронной микроскопии. Выявление полости в малых частицах и микрокристаллах, имеющих шесть осей пятого порядка, требовало 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 [6]. Согласно дисклинационным представлениям, пентагональная частица с полостью внутри содержит дисклинацию – мощный источник внутренних дальнедействующих полей напряжений. В данной работе, используя специальные приёмы утонения оболочки при помощи химического травления, мы вскрывали полости в пентагональных частицах, и, тем самым, скачкообразно увеличивали площадь их поверхности, а значит – каталитическую активность и адсорбционную способность. Стоит отметить, что вскрытия полостей в икосаэдрических малых частицах можно добиться также путём нагревания частиц, 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.

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. 1 а, б). Высокая активность поверхностных атомов во вскрытых пентагональных частицах (рис. 1 в) и проявление ими фактически наносвойств, позволяет проводить фильтрацию жидких и газообразных сред на наноуровне. Это определяет 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 микротрубки и наночастицы с полостью внутри.

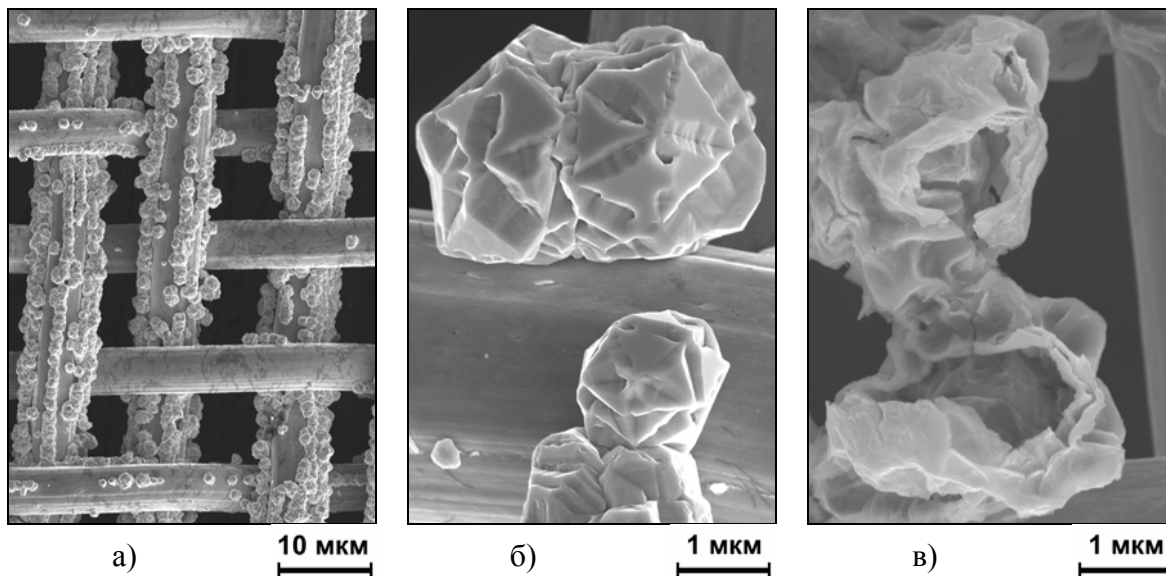


Рис. 1. Сеточный адсорбционный фильтр (а) с нанесёнными на него пентагональными частицами до (б) и после (в) химического травления их поверхности.

Работа выполнена при поддержке регионального гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований № 07-03-97626.

Список литературы

1. А. А. Викарчук, А. П. Воленко Пентагональные кристаллы меди, многообразие форм их роста и особенности внутреннего строения // Физика твёрдого тела. – 2005. – Том 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. В. И. Владимиров, А. Е. Романов Дисклинации в кристаллах // Ленинград: Наука, 1986. – 224 с.
4. 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.
5. 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.
6. 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 И СТАБИЛИЗАЦИЯ ПОЛОСТИ В ИКОСАЭДРИЧЕСКИХ МАЛЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЧАСТИЦАХ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ

Ясников И. С.

Тольяттинский государственный университет, Тольятти,
yasn@infopac.ru

В работе [1] были представлены результаты экспериментов по выявлению полостей в икосаэдрических малых частицах (ИМЧ) меди электролитического происхождения и предлагалось теоретическое обоснование выбранной экспериментальной методики. Однако механизм образования полости и характер её устойчивости в процессе эволюции ИМЧ остался дискуссионным. В настоящей работе предлагается к обсуждению одна из возможных моделей, описывающих механизм образования полости в процессе эволюции ИМЧ.

В процессе анализа экспериментальных данных по электроосаждению меди ранее нами была предложена модель, которая основывалась 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 [2]. При этом, в частности, было показано, что при любом режиме электроосаждения температура в растущем островке в определённом диапазоне размеров островка резко возрастает. Оценки, основанные на решении кинетических уравнений эволюции островка, показывают, что время существования такого высокотемпературного жидкофазного состояния $\tau_H \sim 10^{-3} \dots 10^{-1}$ с.

В свою очередь, при переходе ИМЧ в высокотемпературное состояние с сохранением в центре высокоэнергетичного дефекта дисклинационного типа энергетически выгодно образование полости внутри ИМЧ [2]. При этом давление, обусловленное дефектом дисклинационного типа, начинает «расталкивать» металлическую высокотемпературную фазу от центра ИМЧ к её периферии. Проведённые в работе [3] оценки показывают, что полость радиуса $a \sim 100$ нм способна образоваться за время $\tau_H \sim 10^{-9}$ с. Таким образом, время формирования полости в ИМЧ много меньше времени пребывания ИМЧ в высокотемпературном состоянии $\tau_H \ll \tau_V$, что делает обоснованными дальнейшие рассуждения.

Если R_{in} – радиус ИМЧ в высокотемпературном состоянии, при котором началось формирование полости, то в процессе дальнейшей эволюции внутренний радиус полости ИМЧ R_0 и внешний радиус ИМЧ R_1 , в силу несжимаемости высокотемпературной фазы, будут связаны соотношением, описывающим сохранение объёма: $R_{in}^3 = R_1^3 - R_0^3$. С учётом этой связи, полная упругая энергия ИМЧ с полостью внутри в произвольный момент времени определится формулой [3, 4]:

$$E_{ISP} = 4\pi G R_{in}^2 \cdot U_{ISP}(\eta),$$

где

$$U_{ISP}(\eta) = \frac{a}{10} \left(\eta^2 + \left(1 + \eta^3\right)^{\frac{2}{3}} \right) + \frac{2}{27} \cdot \frac{1+\nu}{1-\nu} \cdot \kappa^2 R_{in} \cdot \left(1 - \eta^3 \left(1 + \eta^3\right) \ln^2 \frac{1+\eta^3}{\eta^3} \right), \quad (1)$$

где $\eta = R_0/R_{in}$, R_0 – текущий радиус полости в ИМЧ, G – модуль Юнга, a – параметр решётки; κ – мощность дисклинации Маркса–Иоффе ($\kappa = 0,12$), ν – коэффициент Пуассона (для меди $G = 5 \cdot 10^{10}$ Н/м²; $a = 3,6 \cdot 10^{-10}$ м; $\nu = 0,34$).

Поведение потенциальной энергии упругих напряжений, связанных с дефектом дисклинационного типа в ИМЧ определяется поведением функции $U_{ISP}(\eta)$, исследование которой показало, что при любом значении параметра R_{in} существует отличная от нуля точка η_0 , в которой выполняются условия:

$$\frac{dU_{ISP}(\eta_0)}{d\eta} = 0; \quad \frac{d^2U_{ISP}(\eta_0)}{d\eta^2} > 0 \quad (2)$$

Это означает, что состояние ИМЧ, описываемое параметром η_0 , является состоянием устойчивого равновесия. Расчёт показывает, что если «расталкивание» высокотемпературной фазы к периферии началось при размере ИМЧ, равном R_{in} , то при значении внутреннего радиуса полости $R_0^{fin} = R_{in}\eta_0$ и внешнего радиуса ИМЧ $R_1^{fin} = R_{in}\sqrt[3]{1+\eta_0^3}$ система попадает в состояние устойчивого равновесия и, следовательно, размер полости далее не меняется.

По результатам численного решения уравнения (1) с условием (2) была получена зависимость параметра η_0 от R_{in} , что, в свою очередь, позволило определить зависимости внутреннего R_0^{fin} и внешнего R_1^{fin} радиусов ИМЧ, которые реализуются в состоянии устойчивого равновесия, от размера ИМЧ R_{in} при котором начинается процесс формирования полости.

Условие (2) является необходимым, но не достаточным условием состояния устойчивого равновесия ИМЧ с полостью внутри. При формировании полости оболочка ИМЧ начинает утоняться, и давление, обусловленное полями упругих напряжений, связанными с дефектом дисклинационного типа, может превысить предел прочности материала сферической оболочки ИМЧ, что немедленно приведёт к её разрушению. Графики зависимостей параметра полости $\xi^{fin} = R_0^{fin}/R_1^{fin}$, соответствующие состоянию устойчивого равновесия ИМЧ с полостью внутри, и ξ^{max} , соответствующие предельному значению механических напряжений в ИМЧ, ещё не приводящему к её разрушению, от размера ИМЧ R_{in} , при котором начинается процесс формирования полости, приведены на рис. 1 а.

Из рис. 1 а видно, что графики зависимостей $\xi^{max}(R_{in})$ и $\xi^{fin}(R_{in})$ пересекаются в некоторой точке с абсциссой $R_{in}^* \approx 100$ нм, причём при $R_{in} < R_{in}^*$ имеет место строгое неравенство $\xi^{fin}(R_{in}) > \xi^{max}(R_{in})$. Фактически это означает, что если малая частица в начальный момент образования полости имела размер, менее R_{in}^* , то в процессе эволюции полости к равновесному состоянию оболочка частицы утонится настолько, что будет превышен предел прочности материала на разрыв. При этом произойдёт переход «малая частица – микрокристалл, не содержащий дефекта дисклинационного типа», сопровождающийся разрушением пятерной симметрии.

Если же $R_{in} > R_{in}^*$, то $\xi^{fin}(R_{in}) < \xi^{max}(R_{in})$, и в этом случае эволюция полости к равновесному состоянию не приведёт к достижению упругих напряжений в оболочке, превышающих предел прочности материала на разрыв, и состояние, отвечающее положению устойчивого равновесия, будет достигнуто. Фактически, вышесказанное означает, что формирование устойчивой полости в ИМЧ может происходить только в случае, если моменту начала её формирования ИМЧ достигла размеров $\sim 0,1$ мкм.

Основные результаты модели были продемонстрированы экспериментально. Исследовалась морфология электролитического осадка меди, содержащего ИМЧ, с помощью сканирующего электронного микроскопа LEO 1455 VP после процедуры химического травления осадка, описанной в работе [1]. При этом вскрытия оболочек малых частиц, свидетельствующие о наличии в них полости, были выявлены только для частиц размером, более 0,1 мкм (рис. 1 б). При травлении частиц размером, менее 0,1 мкм, вскрытия оболочек выявлено не было, что свидетельствует об отсутствии полости внутри (рис. 1 в).

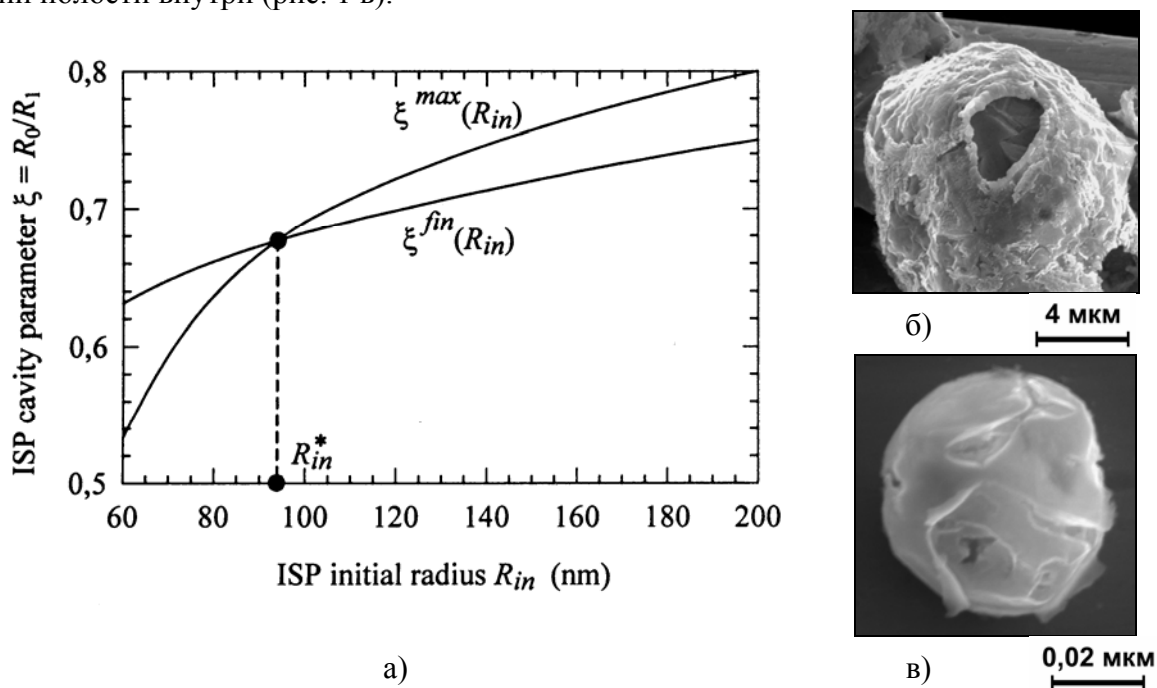


Рис. 1. Графики зависимостей $\xi^{max}(R_{in})$ и $\xi^{fin}(R_{in})$ (а) и электронномикроскопические изображения малых частиц с полостью (б) и без полости внутри (в) после химического травления их поверхности.

В настоящее время нами разрабатывается модель образования полости в ИМЧ, основывающаяся на предположении, что рост полости обусловлен диффузионным дрейфом вакансий от периферии ИМЧ к её центру под действием поля упругих напряжений, которое создаётся дефектом дисклинационного типа.

Работа выполнена при поддержке регионального гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований № 07-03-97626.

Список литературы

1. 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.
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. И. С. Ясников Механизм формирования полостей в икосаэдрических малых металлических частицах электролитического происхождения // Физика твёрдого тела. – 2007. – т. 49, вып. 7 (принято к публикации).
4. А. Е. 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.

МЕХАНИЗМЫ ОБРАЗОВАНИЯ НИТЕВИДНЫХ ПЕНТАГОНАЛЬНЫХ КРИСТАЛЛОВ ПРИ ЭЛЕКТРОКРИСТАЛЛИЗАЦИИ МЕТАЛЛОВ

Викарчук А. А., Довженко О. А., Власенкова Е. Ю., Талалова Е. А.

*Тольяттинский государственный университет, Тольятти,
fti@tltsu.ru*

Основными способами получения металлических нитевидных кристаллов (НК) является осаждение из газовой фазы и восстановление из химических соединений [1]. Однако наиболее перспективным, простым и экономичным способом получения нитевидных пентагональных кристаллов (НПК) в виде пятигранных усов, стержней, призм, трубок с нано- и микроразмерами является метод электроосаждения металла из раствора электролита [2]. НПК на основе металлов, в виде усов, стержней и трубок, благодаря высоким прочностным и упругим свойствам, могут найти применение, например, в качестве микрозондов и кантилеверов в атомно-силовой микроскопии, микроконтейнеров для лекарств и сосудов для хранения газов, микрошприцов и иголок, катализаторов и износостойких контактов. Однако известные механизмы образования и роста НК не могут объяснить образование НК с пентагональной симметрией, поэтому тема настоящей работы является актуальной и имеет научную и практическую значимость.

Проведенные электронно-микроскопические исследования показали, что НПК по форме и размерам могут быть классифицированы на следующие виды: пирамиды (рис. 1 а), усеченные декаэдры (рис. 1 б), призмы (рис. 1 в), микротрубки (рис. 1 г) и усы (рис. 1 д).

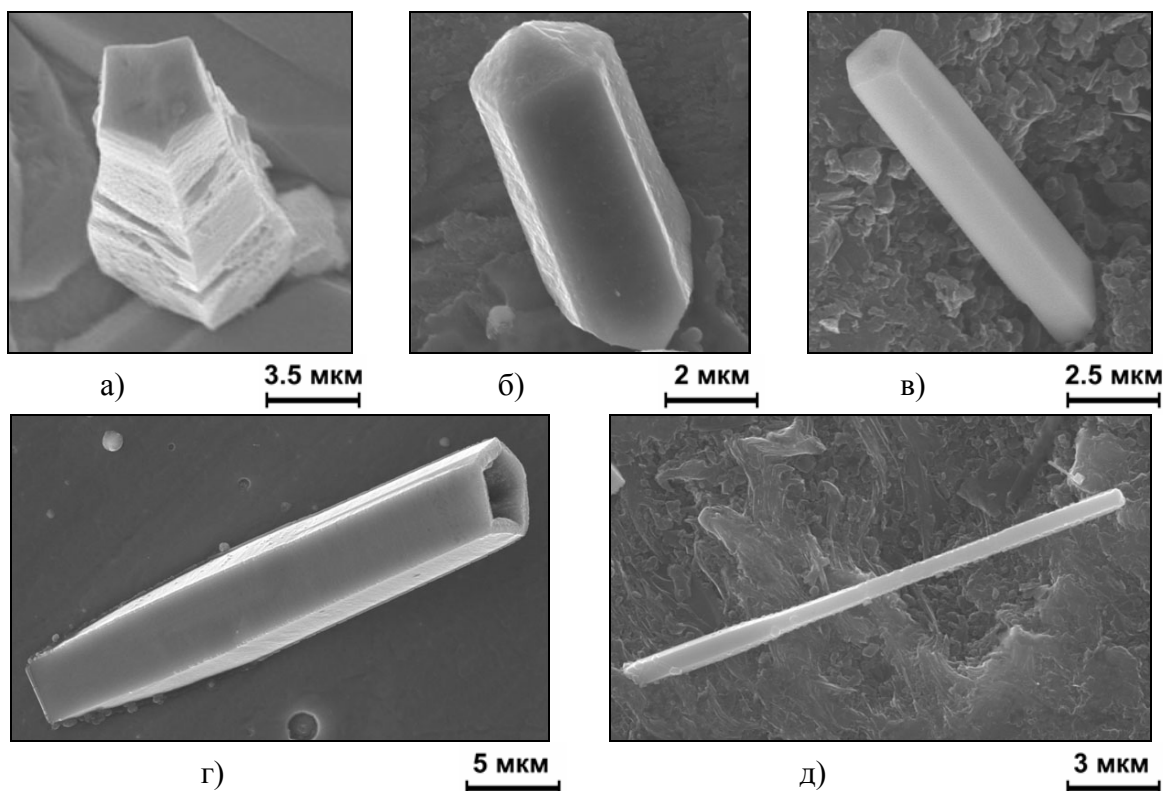


Рис. 1. Виды нитевидных пентагональных кристаллов: пирамиды (а), усеченные декаэдры (б), призмы (в), микротрубки (г), усы (д).

На основании экспериментально наблюдаемых мест зарождения и исследований особенностей строения НПК разных видов впервые предложено три дисклинационных механизма их формирования. Рассмотрим их.

1. *Спирально-дисклинационный механизм* реализуется при образовании НПК в виде пирамид на дефектах подложки, имеющих дисклинационную природу, к которым относятся: дисклинации кручения, периметр оборванных дислокационных, двойниковых и деформационных субграниц, стыки зерен, вершины трещин (рис. 2 а). Выход дисклинации кручения на поверхность подложки образует ступеньку (высотой в десятки векторов Бюргерса), на которой путем присоединения адатомов по винтовой линии, подобно росту кристалла на винтовой дислокации, возможно образование НПК. Так, например, трещина в покрытии или подложке, эквивалентная по своему полю упругих напряжений дисклинации кручения, является причиной роста пентагональной пирамиды по спиральному механизму. Мы полагаем, что по такому механизму возможно образование НПК в виде пирамид с террасами и на остальных дефектах подложки, имеющих дисклинационную природу. Пентагональные пирамиды растут вдоль направления $\langle 110 \rangle$, их рост происходит путем последовательного формирования террас многоатомной высоты, параллельных подложке. Координированность нарастания террас говорит о внутренней согласованности в отложении слоев и наличии генетической причины такого роста. Этой причиной, по нашему мнению, является дисклинация кручения.

2. *Выброс НПК из мест выхода дисклинаций* на поверхность других сравнительно крупных (радиусом от 2...3 мкм) пентагональных кристаллов с одной и шестью осями симметрии 5-го порядка: призм, бакеболов и звездчатых многогранников (рис. 2 б, в), а также в центре плоских пентагональных кристаллов и на клиновидной вставке внутри дискообразного пентагонального кристалла. Места выходов дисклинаций на поверхность пентагональных кристаллов являются мощными концентраторами напряжений в них. Наблюдаемая начальная скорость роста таких НПК составляет примерно 35 мкм/ч, что в 4–5 раз превышает среднюю скорость роста одиночных НПК, образующихся по другим механизмам. Мы полагаем, что «выброс» НПК приводит к релаксации упругой энергии, связанной с дисклинациями в крупных пентагональных частицах, превысивших критические размеры.

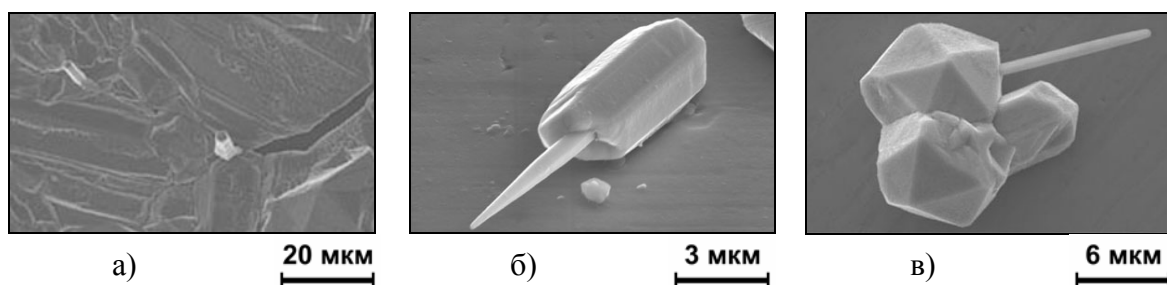


Рис. 2. Образование НПК на дефектах подложки, имеющих дисклинационную природу (а) и в местах выхода дисклинаций на поверхность пентагональных кристаллов (б, в).

3. *Кластерно-дисклинационный механизм* образования НПК реализуется при их формировании в виде усеченных декаэдров на индифферентной слаботеплопроводящей подложке при низких перенапряжениях из некристаллических кластеров (рис. 1 б-д).

На начальном этапе в активных местах подложки при низких перенапряжениях формируются декаэдрические кластеры (рис. 3 а). Энергетическая выгодность существования на начальных этапах формирования кластеров с некристаллической упаковкой атомов теоретически доказана, в частности, Ино и Огава (1972г), и в настоящее время этому имеются многочисленные экспериментальные доказательства. При некотором количестве атомов декаэдрические кластеры преобразуются в более энер-

гетически выгодные кластерные конфигурации – усеченные декаэдрические кластеры (рис. 3 б), энергетическая выгодность существования которых также теоретически доказана (L. D. Mark) и экспериментально подтверждена. При дальнейшем росте (возможно, по механизму ПЖК) из кластера формируется удлиненный островок роста, сохраняющий декаэдрическую структуру и имеющий в центре 60° - дисклинацию (рис. 3 в). Дифракционная картина от такого островка роста показывает пятерную симметрию, что, согласно дисклинационным представлениям, свидетельствует о присутствии в островке роста полной 60° - дисклинации, существование которой при размерах островка роста до 0,1 мкм вполне оправдано с энергетических соображений.

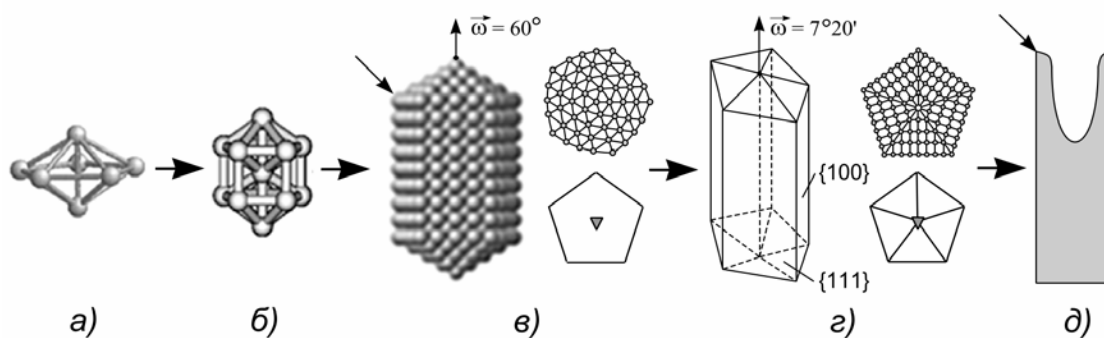


Рис. 3. Кластерно-дисклинационный механизм образования НПК: а) декаэдрический кластер; б) усеченный декаэдрический кластер; в) удлиненный островок роста с дисклинацией мощностью $\omega = 60^\circ$; г) НПК с дисклинацией мощностью $\omega = 7^\circ 20'$ и пятью обрывающимися на ней двойниковыми границами; д) пентагональная трубка.

В определенном диапазоне размеров (порядка 100 нм) растущий островок, благодаря выделяющейся в процессе образования твердой фазы энергии, переходит в высокотемпературное состояние, и в нем происходит энергетически выгодная при данных размерах частицы перестройка из декаэдрической структуры в кристаллическую с образованием частичной 7-градусной ($7^\circ 20'$) дисклинации и пяти обрывающихся на ней двойниковых границ [2]. При этом формируется НПК в форме усеченного декаэдра, представляющего собой пентагональную призму с пентагональными пирамидами на концах (рис. 3 г). Дальнейший рост НПК происходит по механизмам непосредственного встраивания атомов и их диффузии к активным местам роста на торцах НПК, которыми являются двухгранные входящие углы, образованные двойниковыми плоскостями, обрывающимися на линии дисклинации. Низкая удельная поверхностная энергия плоскостей (111), образующих торцы НПК, и наличие на них двойниковых границ обеспечивают рост НПК в длину. При этом, по мере увеличения радиуса НПК, из-за преимущественного роста периферийных участков торцов НПК (указаны стрелкой, рис. 3 в, д), происходит постепенное сглаживание его вершин, что приводит к его преобразованию из усеченного декаэдра в правильную пентагональную призму, а затем, по мере дальнейшего роста – в трубку (рис. 3 д).

Работа выполнена при поддержке регионального гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований № 07-03-97626.

Список литературы

1. С. Н. Аммер, В. С. Постников Нитевидные кристаллы // Издательство Воронежского политехнического института. – 1974.
2. А. А. Викарчук, И. С. Ясников Структурообразование в наночастицах и микрокристаллах с пентагональной симметрией, формирующихся при электрокристаллизации металлов // Издательство Тольяттинского государственного университета. – 2006. – 205 с.

ВЛИЯНИЕ КОМБИНИРОВАННОГО ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОГО УПРОЧНЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ НА ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА УГЛЕРОДИСТЫХ СТАЛЕЙ

Матлин М. М., Дудкина Н. Г., Дудкин А. Д.

ВолгГТУ, Волгоград, detmash@vstu.ru

В связи с интенсификацией эксплуатационных процессов, увеличением скоростей перемещения рабочих органов, повышением температур и давлений требуется одновременное улучшение комплекса механических свойств деталей конструкций. Внедрение комбинированных методов обработки материалов – одно из прогрессивных направлений для достижения поставленной цели. Комбинированные процессы основаны на использовании разнородных по своей природе процессов, оказывающих взаимное влияние друг на друга с различной локальной интенсивностью (совмещенных или не совмещенных в зоне обработки).

В работе приводятся результаты исследований механических свойств упрочненного слоя углеродистых сталей (сталь 40, 40Х, 50, У8); процессов макро- и микропластических деформаций образцов после комбинированного способа обработки, включающего электромеханическую обработку (ЭМО) и поверхностное пластическое деформирование (ППД).

ЭМО+ППД основана на сочетании термического и силового воздействий на поверхностный слой деталей. Эффект упрочнения достигается благодаря тому, что реализуются сверхбыстрые скорости нагрева и охлаждения поверхности с одновременным или последовательным пластическим деформированием. В результате формируется специфическая высокопрочная структура «белого слоя».

Проанализированы различные комбинации высокотемпературной деформации поверхностного слоя сталей при ЭМО + ППД, заключающиеся как в изменении последовательности операций, так и в изменении самих параметров воздействия: постоянный или переменный ток ЭМО; статическое или импульсное деформирование, варьирование длительности и частоты импульсов (рис.1).

Выявлены рациональные сочетания высокоскоростного нагрева с пластическим деформированием. Из существующего многообразия комбинаций ЭМО + ППД показана перспективность импульсной электромеханической обработки с синхронным приложением ударных импульсов (прирост твердости составляет 30–50 %, глубина упрочнения возрастает до 1–2 мм в сравнении с традиционной электромеханической обработкой).

Актуальность работы заключается не только в повышении комплекса свойств углеродистых сталей, но и в возможности эффективного управления структурно-фазовыми превращениями в поверхностном слое материалов при ЭМО + ППД.

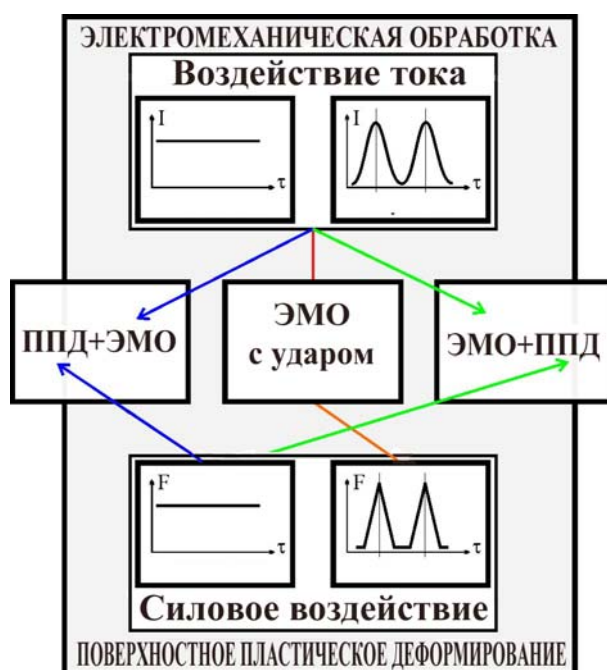


Рис.1. Схема комбинированных технологий ЭМО+ППД

ДЕФЕКТНАЯ СТРУКТУРА МАТЕРИАЛОВ ПОСЛЕ ИНТЕНСИВНЫХ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ В АТОМНО-ПРОСТРАНСТВЕННОМ МАСШТАБЕ

Ивченко В. А.

*Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург,
ivchenko@iep.uran.ru*

В докладе представлены результаты оригинальных исследований дефектной структуры твердых тел после различных интенсивных внешних воздействий (радиационного, сильных пластических деформаций, механического сплавления), выполненные с помощью методов полевой ионной микроскопии (ПИМ) и атомных зондов полевого ионного микроскопа: времяпролетного (АЗПИМ) и томографического (ТАЗ). В результате взаимодействия потоков заряженных газовых ионов ($E = 20$ кэВ, интервал доз: 10^{13} – 10^{18} ион/см² и плотность тока от 100 до 340 мкА/см²) с металлами и сплавами в имплантированных материалах возникает особая дефектная структура, характерная для радиационного облучения.

Наряду с дефектной структурой, типичной для других внешних воздействий (термомеханическое, термическое, деформационное и др.) – имеются в виду точечные, линейные, дислокационные и другие дефекты кристаллической решетки – в исследованных материалах наблюдаются такие радиационные нарушения как вакансионные кластеры, аморфизованные участки, сегрегации атомов одного из компонентов в упорядоченных сплавах и т.д.

Микроструктурные особенности нанокристаллических компаундов $\text{Cu}_{80}\text{Co}_{20}$, полученных механическим сплавлением, исследовались с помощью АЗПИМ и ТАЗ.

Особое внимание в докладе уделено атомно-пространственному изучению планарных дефектов, а именно, различных по своей природе интерфейсов, возникающих в результате неадекватных внешних воздействий.

Потенциальные возможности ПИМ позволяют исследовать реальное строение кристаллической решетки твердых растворов на уровне отдельных атомов, работать с атомно-чистой поверхностью при криогенных температурах и, в то же время, анализировать атомную структуру объекта в объеме путем управляемого последовательного полевого испарения одного атома за другим с поверхности образца электрическим полем. АЗПИМ, представляющий собой масс-спектрометр предельного разрешения (одномерный), позволяет определять химическую природу отдельного атома поверхности посредством перемещения его изображения в зондирующее отверстие и последующего полевого испарения с помощью добавочного высоковольтного импульса. Таким образом, регистрируется химический состав отдельных кластеров или частиц выделившейся фазы, которые попадают в поле зрения микроскопа в процессе контролируемого удаления одного атомного слоя за другим. Привлечение ТАЗ для изучения строения дефектов обусловлено тем, что с его помощью можно не только различать атомы разных элементов в структуре материала (имеются в виду многофазные системы), но и реконструировать объект исследования в объеме ($15 \times 15 \times L$ нм³) с атомно-пространственным разрешением.

В результате изучения атомного строения планарных дефектов в чистых металлах (W, поликристаллическом Ni и Cu), возникающих после различных интенсивных внешних воздействий, а также в механически сплавленных системах (CuCo , CuFe), была обнаружена различная структура их граничной области. Показано, что природа их атомного строения непосредственно зависит от типа внешнего воздействия и определяет, в конечном счете, физико-механические свойства материалов.

СРАВНЕНИЕ ПРОЦЕССОВ ДИНАМИЧЕСКОЙ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ В МЕДИ ПРИ СТАТИЧЕСКОМ И ДИНАМИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ

Атрошенко С. А., Frommert M.***, Hu W.**, Ермолаев В. А.*, Наумова Н. С.

ИПМаш РАН, Санкт-Петербург,

** НПО «Спецматериалы», Санкт-Петербург,*

**** Institut fuer Metallkunde und Metallphysik, RWTH Aachen, Germany*

Статья посвящена экспериментальному исследованию процессов динамической рекристаллизации при различных условиях нагружения: 1) высокой температуре и низкой скорости деформации; 2) низкой температуре и высокой скорости деформации.

Материалом для исследования служила высокочистая, близкая к монокристаллической, медь с крупным зерном.

Серия квазистатических экспериментов была проведена с помощью стандартной машины на растяжение при высокой температуре – 299–678 К.

В экспериментах по одноосному ударному нагружению использовали пневматические пушки калибра 37 мм. Образцы–мишени представляли собой плоские шайбы диаметром 52 и толщиной 5 мм. Ударники имели форму стаканчика, который изготавливали из стали. Для контроля скорости использовали пленочный датчик давления и двухканальный лазерный интерферометр. С помощью лазерного интерферометра определялось распределение частиц по скоростям. При нагружении в интервале скоростей 60–210 м/с ударником толщиной 2 мм в мишенях осуществлялся тыльный откол.

Микроструктурные исследования материалов осуществлялись с помощью оптического микроскопа Neophot-32, растрового и просвечивающего электронного микроскопа как без травления, так и после него. Для определения степени протекания процессов рекристаллизации использовали EBSD методику. Микротвердость замерялась на приборе ПМТ-3.

Типичными чертами микроструктуры статически нагруженной меди были двойники и полосы сдвига.

В условиях одноосного ударного нагружения, которое было исследовано в настоящей работе, динамическая рекристаллизация осуществлялась в областях локализованного сдвига, вызванных ударным нагружением, аналогичных представленным в [1]. Области имеют форму идеально круглых дисков диаметром от десятков до тысяч микрон и толщиной до 20 мкм. Составляющий эти диски металл представлял собой субмикрокристаллический материал с размером зерен от 5 до 120 нм. Было обнаружено, что с ростом скорости нагружения увеличивается размер зон рекристаллизации и разброс их размеров.

Для сравнения статического и динамического нагружения были рассчитаны параметры Зенера–Холомона в зависимости от температуры и скорости деформации. Влияние скорости деформации на этот параметр оказалось более значительным, чем влияние температуры.

Измерение микротвердости показало, что внутри областей рекристаллизации упрочнение достигает 1,5 раз по сравнению с остальной матрицей.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ-ГФЕН 05-01-39006 и Германской службы академических обменов (DAAD).

1. S.A. Atroshenko. Shock-Induced Dynamic Recrystallization in Metals. In: Recrystallization and Grain Growth. Eds. G.Gottstein and D.A.Molodov, Springer-Verlag, 2001

О МЕХАНИЗМЕ УПРОЧНЕНИЯ ПРИПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ ГЕРМАНИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ЦИКЛИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Надточий В. А., Нечволод М. К., Москаль Д. С.

*Славянский государственный педагогический университет,
Донецкая область, Славянск, Украина
slavgpi@slav.dn.ua*

Целью данной работы было выяснение с помощью структурных исследований и измерений структурно-чувствительных параметров механизма дефектообразования в приповерхностных слоях монокристаллического Ge, подвергнутого низкотемпературной циклической деформации сжатием при $T \leq T_{nл}$ и установление его корреляции с процессом упрочнения. Использовали монокристаллический *n*-Ge марки ГЕС 20/1,5 с плотностью ростовых дислокаций $\sim 4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-2}$. Образцы размерами $3 \times 4 \times 10 \text{ мм}^3$ деформировали при $T = 300 \text{ К}$ вдоль большего ребра (10 мм), ориентированного по направлению [110]. Режим деформирования – циклы одноосного сжатия и разгрузки; напряжение в цикле $\sigma_{\text{max}} = 200 \text{ МПа}$. Отдельные образцы подвергались при циклическом нагружении ультразвуковому (УЗ) облучению на частоте 22,5 кГц с плотностью мощности 5 Вт/см².

С помощью оптической микроскопии установлено, что при малых длительно-стях (до нескольких минут) и высоких скоростях циклической деформации ($\dot{\epsilon} = 10^{-3} - 10^{-4} \text{ с}^{-1}$) дислокации не успевают зарождаться, а основным типом дефектов, образующихся в приповерхностных слоях кристаллов, являются вакансии и вакансионно-примесные кластеры. При нагружении и равномерном росте внешнего напряжения σ скорость увеличения действующих напряжений $\partial\sigma/\partial t$ при «защемленных» торцах образца существенно различна для разных участков по высоте и сечению образца: она максимальна в местах концентрации σ вблизи торцов и боковых ребер и снижается к середине боковых поверхностей. Поэтому скорость генерации избыточных вакансий и их равновесная концентрация ΔC в этих областях повышены, поскольку $\Delta C = \eta \tau_v \partial\sigma/\partial t$, где τ_v – время жизни вакансий, η – коэффициент пропорциональности. Фронт скоплений вакансионных и вакансионно-примесных кластеров, перемещаясь с течением времени от ребер, охватывает всю боковую поверхность образца, что сопровождается его упрочнением (ростом микротвердости, уменьшением внутреннего трения).

При длительном циклическом деформировании (несколько часов или суток) с малыми скоростями $\dot{\epsilon} = 10^{-4} - 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ в кристаллах Ge генерируются точечные дефекты и дислокации, причем первый тип дефектов во времени предшествует зарождению дислокаций, а поэтому в значительной степени определяет особенность движения (переползание) дислокаций, их форму, размеры и глубину зарождения под поверхностью. Образование кластеров при высокой концентрации вакансий вызывает блокирование дислокаций. Показано, что источниками дислокаций в кристаллах Ge являются преципитаты типа GeO_x .

В работе исследовано одновременное воздействие на кристаллы деформирования циклами одноосного нагружения и УЗ облучения. Воздействие УЗ дополнительно интенсифицирует диффузионные процессы в кристалле. Оптическим методом после такого воздействия на боковых поверхностях {111} Ge выявлены «диски» и «дорожки», образованные вследствие миграции и группирования точечных дефектов,

наиболее вероятно, вакансий. Исследовано распределение созданных в приповерхностном слое кристалла дефектов структуры (дислокаций и кластеров) по глубине с помощью последовательного химического травления и измерения структурно чувствительного параметра – времени жизни τ_v неравновесных носителей заряда. Измерения времени жизни инжектированных дырок τ_p проводили методом модуляции проводимости в точечном контакте с поверхностью образца. Метод обладает большой локальностью и позволил составить топограмму распределения дефектов по поверхности на различной глубине. Установлено, что распределение плотности дефектов соответствует расчетному распределению напряжений. Дислокации зарождаются в приповерхностном слое толщиной 3–5 мкм, а на большей глубине 50–100 мкм – кластеры и вакансионно-примесные комплексы. После удаления дефектного приповерхностного слоя микротвердость восстанавливалась почти до исходного значения, измеренного на образцах до деформирования.

1. Алехин В.П. Физика прочности и пластичности поверхностных слоев материалов. М.: Наука. – 1983. – 280 с.
2. Надточій В.О. «Мікропластичність алмазоподібних кристалів (Si, Ge, GaAs, InAs)». Автореф. дис. ... докт. фіз.-мат. наук: 01.04.07 /ХНУ імені В.Н. Каразіна – Харків, 2006. – 34 с.
3. Nadtochiy V.O., Alyokhin V.P., Golodenko M.M. Microplasticity of subsurface layers of diamond-like semiconductors under microindentation // Физ. и техн. высоких давлений. – 2005. – Т.15, №1. – С.44 – 49.
4. Nadtochiy V., Golodenko N., Nechvolod N. Recombination of non-equilibrium charge carriers injected into Ge through intermediate defective layers // Functional Materials. – 2005. – V.12, №1. – P.45 – 50.

ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ КАРБИДОВ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ И ИХ СТРУКТУРНЫЕ И ДЕФОРМАЦИОННЫЕ ОСОБЕННОСТИ

Ланин А. Г.

НПО «Луч», Подольск

Рассмотрен способ приготовления монокристаллов ZrC методом направленной первичной рекристаллизации. Исследовано влияние температурных, скоростных и деформационных параметров, обеспечивающих образование монокристалльной структуры ZrC. Измерена скорость миграции границ и эффективная энергия активации. Проведено сопоставление структурных особенностей и физико-механических характеристик монокристаллов первичной рекристаллизации с монокристаллами бестигельной зонной плавки. Оценен уровень стартовых напряжений движения дислокаций.

ДЕФОРМАЦИЯ И РАЗРУШЕНИЕ УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТЫХ ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ

Столяров В.В.

Институт машиноведения им. Благонравова РАН, Москва,

vlst@yauza.ru

Деформационное поведение и разрушение материалов с нано- и крупнозернистой (КЗ) структурой сильно отличается, что связано с различием механизмов пластической деформации. До последнего времени надежные литературные данные для разных материалов отсутствовали из-за трудностей в получении объемных наноструктурных материалов. В статье делается попытка восполнить этот пробел для деформации растяжением, ударом и циклическим нагружением «изгиб–вращение» в ультрамелкозернистых (УМЗ) Ti Grade 2 и сплаве с эффектом памяти формы $Ti_{49,4}Ni_{50,6}$, полученных равноканальным угловым прессованием (РКУП) [1,2]. Использование РКУП позволило уменьшить средний размер зерен в исходных материалах с 20 (80) мкм до 100 (250) нм, соответственно, в Ti и TiNi.

Деформация растяжением (рис.1) образцов КЗ и УМЗ Ti, кроме различий в прочности и пластичности, обнаруживает заметное отличие в коэффициенте и протяженности стадии деформационного упрочнения. Пониженный коэффициент и укороченную стадию деформационного упрочнения большинство исследователей связывают с изменением механизма пластической деформации – уменьшением вклада внутризеренного скольжения и повышением роли зернограницного проскальзывания и ротационных мод.

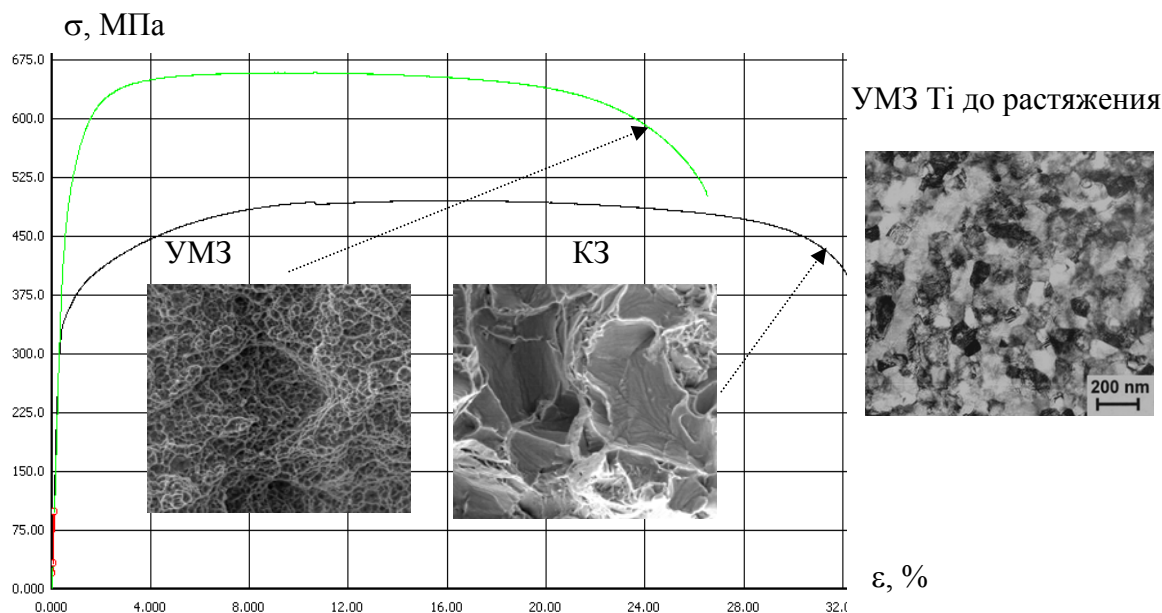


Рис. 1. Кривые растяжения и поверхности излома для КЗ и УМЗ Ti. Увеличение, $\times 500$.

Ямочный рельеф поверхности изломов свидетельствует о вязком разрушении Ti в обоих состояниях, при этом размер ямок тем меньше, чем меньше размер зерен. Тем не менее, детальный анализ структур при больших увеличениях свидетельствует, что размеры зерен и ямок не совпадают.

Измельчение структуры в сплаве $Ti_{49,4}Ni_{50,6}$ также снижает коэффициент деформационного упрочнения (рис.2), повышает дислокационный и фазовый пределы текучести, предел прочности и приводит к появлению стадии шейкообразования перед разрушением, которое отсутствует в КЗ образцах.

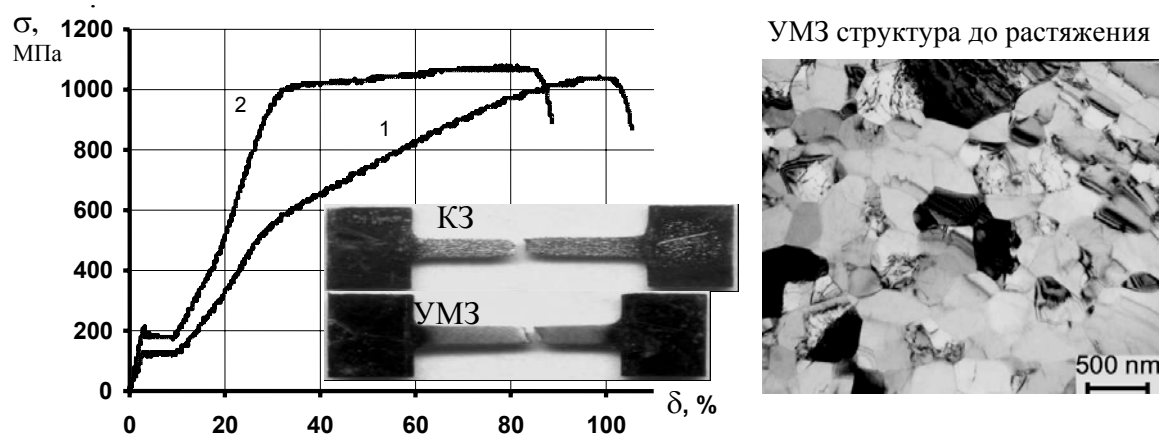


Рис. 2. Кривые растяжения и вид разрушения образцов КЗ (1) и УМЗ (2) сплава $Ti_{49,4}Ni_{50,6}$.

Динамическое нагружение ударом (рис. 3) выявило ряд особенностей и преимуществ УМЗ Ti , особенно при низких температурах. С понижением температуры ударная вязкость в УМЗ Ti аномально увеличивается, отсутствует вязко-хрупкий переход. Рельеф поверхности разрушения ударных образцов УМЗ и КЗ Ti при всех температурах соответствует вязкому характеру разрушения. Однако УМЗ структуре соответствует меньший размер ямок разрушения, который уменьшается с понижением температуры. Причиной повышенной ударной вязкости УМЗ Ti является высокая доля границ зерен, которые являются барьерами для распространения трещин. Аномальное поведение температурной зависимости ударной вязкости УМЗ Ti связано с аномальным повышением пластичности, обнаруженным в [3,4] в области низких температур.

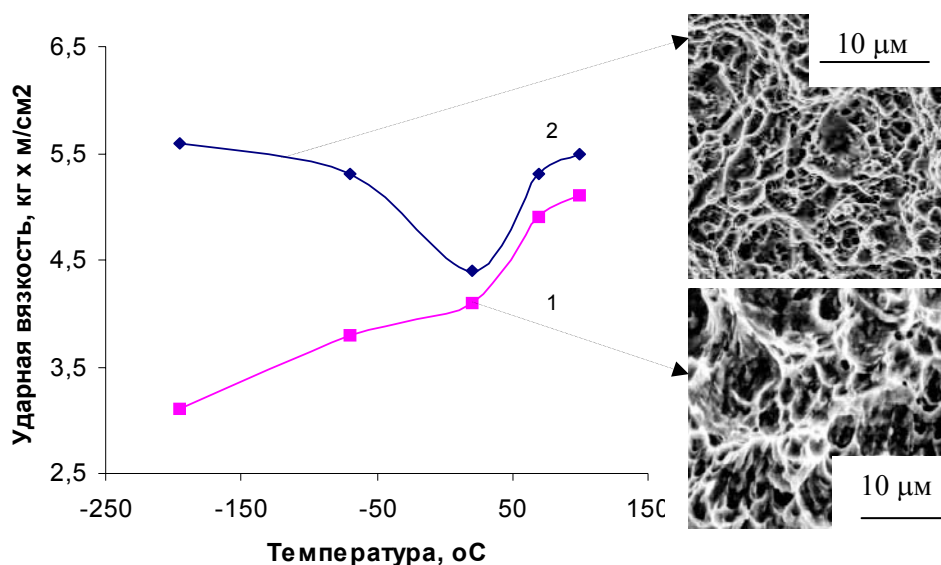
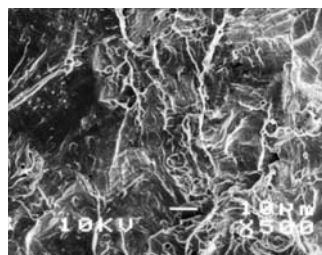


Рис.3. Температурная зависимость ударной вязкости и поверхности излома Ti .
1– КЗ состояние; 2–УМЗ состояние.

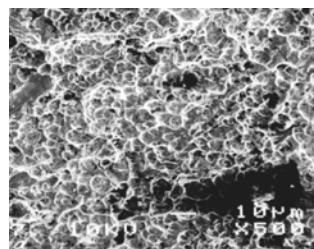
Циклическое нагружение обоих материалов позволило установить более высокую усталостную прочность в УМЗ состоянии (табл.1), которая, например, в однофазном Ti в 2 раза выше по сравнению с КЗ состоянием [5]. Исследование усталостного поведения УМЗ сплава с эффектом памяти формы является более сложным из-за наличия термоупругого мартенситного превращения. Так, если для мартенситного состояния преимущество УМЗ структуры является очевидным, то для аустенитного состояния это необходимо дополнительно исследовать.

Т а б л и ц а 1. Предел усталости и число циклов до разрушения титана и сплава TiNi .

Материал	Структурно-фазовое состояние	Число циклов до разрушения	Предел усталости, σ_{-1} МПа
Ti _{50,6} Ni _{49,4}	КЗ, мартенсит B19'	1800000	426
	УМЗ, мартенсит B19'	1300000	577
Ti _{49,4} Ni _{50,6}	КЗ, аустенит B2	исследуется	
	УМЗ, аустенит B2	1000000	585
BT1-0	КЗ, α -Ti	>1000000	240
	УМЗ, α -Ti	>1000000	500



(a)



(б)

Рис.4. Поверхность разрушения после усталостного нагружения сплава Ti_{49,4} Ni_{50,6} в КЗ (a) и УМЗ (б) состояниях.

Вид поверхности изломов после циклического нагружения (рис.6) сплава Ti_{49,4} Ni_{50,6} в КЗ и УМЗ состояниях свидетельствует о вязком (ямочном) характере разрушения, при котором размер ямок коррелирует с размером зерен в исходной структуре до нагружения.

Таким образом, показано, что Ti и сплав Ti_{49,4} Ni_{50,6} в УМЗ состоянии имеют значительные отличия в деформационном поведении и, как следствие, преимущества в характере и сопротивлении разрушению при разных видах нагружения по сравнению с крупнозернистыми аналогами. Повышенная статическая и циклическая прочность, аномально высокая ударная вязкость разрушения сопровождаются вязким видом разрушения. Размер ямок на поверхности изломов не совпадает, но во всех случаях коррелирует с размером зерен в структуре.

Работа поддержана РФФИ, гранты № 07-08-00096-а и №07-08-91351-ННФ_а

1. Stolyarov V.V., Zhu Y.T., Alexandrov I.V., et al., Mater. Sci&Eng., A343, 1-2 (2003) 43-50.
2. Столяров В. В., Прокофьев Е. А., Прокошкин С. Д. и др., ФММ, 100, 6 (2005) 91-102.
3. Bengus V., Smirnov S., Tabachnikova E., et al., Proc. of NATO ASI on Nanostructured Materials by HP SPD, 212 (2005) 55-60.
4. Wang Y., Ma E., Valiev R., Zhu Y., Adv. Mater., 16, 4 (2004) 328-321.
5. Stolyarov V.V., Alexandrov I.V., Kolobov Yu.R., et al., Proc. of 7th Int. Fatigue Congress, Beijing, China (1999) v.3, 1435-1440.

АВТОМОДЕЛЬНОСТЬ И ВОЛНОВЫЕ СВОЙСТВА НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАСТИЧЕСКОГО СДВИГА ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ УДАРЕ

Соколов М. А.

*Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь,
sokovikov@icmm.ru*

Реальные твердые тела обладают сложным структурным строением и представляют собой иерархию различных масштабных уровней [1–4]. В поликристаллах это тип кристаллической решетки и ее дефекты: точечные, дислокации, двойники, ячеистая, блочная, фрагментированная структура, зерна и их границы, нарушения сплошности и некоторые другие. Пластическая деформация осуществляется при участии дефектов всех уровней, но основными ее носителями являются дислокации и дисклинации [5–8].

Дислокации и дисклинации подготавливают процесс разрушения: при своем движении и коллективном взаимодействии перед препятствиями они создают высокие локальные перенапряжения, которые являются естественной предпосылкой для зарождения и развития микросдвигов и микротрещин – типичных дефектов мезоуровня. Субмикротрещины, микротрещины, поры, микросдвиги обнаружены в материалах самой разнообразной природы и в чрезвычайно широком диапазоне нагружения; их зарождение и рост играют существенную роль в процессах деформирования и разрушения материалов [4, 9–13].

Так, многочисленные структурные исследования процессов нагружения с различными скоростями указывают на определяющую роль в явлениях пластического деформирования согласованного поведения ансамбля этих микродефектов.

Ряд экспериментальных исследований указывают на то, что:

- макроскопическая пластическая деформация есть результат множественных локализованных неустойчивостей, обусловленных кинетическими переходами в ансамблях микросдвигов в различных локальных объемах образца;
- пластическая деформация носит автомодельный характер, обусловленный особенностями кинетики накопления микросдвигов;
- распространение пластической деформации по объему образца носит волновой характер, как при статическом [14], так и при динамическом нагружении;
- волна пластичности формируется в условиях ориентационно-скейлингового перехода в ансамбле микросдвигов и имеет фронт, распространяющейся с групповой скоростью, определяемой нелинейной динамикой перехода и свойствами нелокальности среды;
- высокоскоростное и ударно-волновое деформирование дает возможность “локализовать” процесс в пространстве и во времени и таким образом позволяет глубже изучить природу пластического деформирования.

Изучались автомодельные свойства и волновая природа пластического деформирования при ударном нагружении. Для этого использовалась ранее разработанная теория, в которой методами статистической физики и термодинамики необратимых процессов изучается влияние микросдвигов на пластические свойства твердых тел [15,16].

Развитый подход был применен при численном моделировании механизмов неустойчивости, сопровождающихся выбиванием пробки. Для исключения влияния вторичных факторов процесс выбивания пробки рассматривался в упрощенной по-

становке и предполагалось, что кинетическая энергия ударника расходуется на ускорение пробки, диаметр которой принимается равным диаметру ударника, и на преодоление сил сопротивления сдвигу в узкой области по образующей пробки.

В результате численного моделирования показано, что автомодельный характер формирования и выноса пробки обусловлен особенностями поведения материалов при высокоскоростном ударе, связанными с тем, что, начиная с определенных скоростей соударения, эффективные свойства материалов перестают зависеть от условий нагружения.

Это является результатом множественных ориентационно-кинетических переходов в ансамблях микросдвигов, вследствие чего наблюдается резкое падение сопротивления материала сдвиговым нагрузкам в областях по периферии ударника, что приводит к формированию и выносу пробки.

Показано, что выход процесса формирования пробки на автомодельный режим обусловлен особенностями кинетики накопления микросдвигов, поведением их самоорганизованных ансамблей, результатом которого является асимптотический характер зависимости деформационных свойств материала от скоростей деформирования, а значит и скоростей соударения.

В рамках рассматриваемой модели проведено численное исследование распространения полос неустойчивости пластического сдвига как специфических волн пластической деформации.

Показано, что распространение волн пластической неустойчивости является результатом ориентационно-кинетического перехода по параметру плотности микросдвигов и, как следствие, быстрого падения эффективных времен релаксации.

Установлено, что скорость распространения волн пластического сдвига сильно зависит от амплитуды нагружения, определяемой скоростью соударения.

Таким образом, волны пластической неустойчивости обладают признаками уединенных волн. Существенная нелинейность уравнений отражает коллективные эффекты, происходящие в ансамбле микросдвигов в условиях кинетического перехода.

Проведено численное моделирование высокоскоростного нагружения цилиндрического образца армко-железа налетанием длинного ударника, в ходе которого реализуется одномерное напряженное состояние, а также численное исследование соударения цилиндрического образца с жесткой преградой в квазиодномерном и осесимметричном случаях.

В аппроксимацию функции, отвечающей за генерацию микросдвигов, введен член, описывающий нелокальность, который учитывает распространение волн пластической деформации в пространстве.

В результате численного моделирования получено, что структурно-кинетический переход по параметру плотности микросдвигов распространяется от сечения к сечению стержня с некоторой скоростью и, как следствие, распространяется скачок скоростей пластических деформаций. Релаксация напряжений происходит последовательно в каждом сечении образца. При этом распространение пластической деформации вдоль по длине образца можно рассматривать как своеобразную пластическую волну, имеющую свойства уединенной волны, в частности, имеет место сильная зависимость скорости пластической волны от амплитуды. Наблюдается увеличение скорости пластической волны с ростом величины импульса напряжений. При небольших амплитудах нагружающего импульса волна пластичности затухает, пройдя небольшое расстояние. С ростом амплитуды глубина проникновения волны пластичности по длине образца увеличивается. Показано, что волна пластичности формируется в условиях ориентационно-скейлингового перехода в ансамбле микросдвигов и имеет фронт, распространяющейся с групповой скоростью, определяемой нелинейной динамикой перехода и свойствами нелокальности среды. Установлен

пороговый характер возбуждения волн пластичности, увеличение скорости пластической волны с ростом величины импульса напряжений.

Исследования, приведенные в [14], указывают на волновую природу пластической деформации. Волны пластичности могут быть описаны уравнениями, имеющими существенно нелинейный характер, позволяющий описать свойства уединенной волны, проявляющиеся при распространении пластической деформации.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ 05-01-00863а; 05-08-33652а, 07-01-96004-р_урал_а, 07-08-96001-р_урал_а.

Список литературы

1. Панин В.Е., Лихачев В.А., Гриняев Ю.В. Структурные уровни деформации твердых тел. - Новосибирск: Наука, 1985.- 229с.
2. Рыбин В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов.- М.: Металлургия, 1986. - 224 с.
3. Владимиров В.И., Романов А.Е. Дисклинации в кристаллах. - Л.: Наука, 1986. -224 с.
4. Владимиров В.И. Физическая природа разрушения металлов. - М.: Металлургия, 1984. - 280 с.
5. Хоникомб Р. Пластическая деформация металлов. - М.: Мир, 1972. 408 с.
6. Полухин П.И., Горелик С.С., Воронцов В.К. Физические основы пластической деформации.- М.: Металлургия, 1982.-584 с.
7. Новиков И.И. Дефекты кристаллического строения металлов. - М.: Металлургия, 1983.- 232 с.
8. Судзуки Т., Есинага Х., Такеути С. Динамика дислокаций и пластичность.-М.: Мир, 1989. - 296 с.
9. Финкель В.М. Физика разрушения.- М.: Металлургия, 1970.-376 с.
10. Регель В.Р., Слуцкер А.И., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. - М.: Наука, 1974. - 560 с.
11. Бетехтин В.И., Савельев В.Н., Петров А.И. Кинетика накопления микроскопических разрывов сплошности в процессе испытания алюминия на долговечность и ползучесть. // Физика металлов и металловедение. - 1974. - Т.38, вып.4.- С.834-842.
12. Бетехтин В.И., Владимиров В.И. Кинетика микро разрушения кристаллических тел // Проблемы прочности и пластичности твердых тел.- Л.: Наука, 1979.- С.142-154.
13. Бетехтин В.И., Владимиров В.И., Кадомцев А.Г., Петров А.И. Пластическая деформация и разрушение кристаллических тел //Проблемы прочности. - 1979.-N7.-С.38-45; N8.- С.51-57; N9.-С.3-9.
14. Панин В.Е., Зуев Л.Б., Данилов В.Е., Мних Н.М. Пластическая деформация как волновой процесс // Докл. АН СССР.- 1989.- Т.308, N6.- С.1386-1389.
15. Наймарк О.Б. О термодинамике деформации и разрушение твердого тела с микротрещинами. Институт механики сплошных сред, АН СССР, Свердловск., 1982.- С.3-34.
16. Naimark, O.B. Kinetic transition in ensembles of microcracks and some nonlinear aspects of fracture. In: Proceedings IUTAM Symposium on nonlinear analysis of fracture. Kluver, The Netherlands, 1996.

СКЕЙЛИНГ ПАРАМЕТРОВ СТРУКТУРЫ ПРОКАТАННОГО НИКЕЛЯ

Засимчук Е. Э., Турчак Т. В.

Институт металлофизики им.Г.В.Курдюмова НАН Украины, Киев, Украина
eezas@imp.kiev.ua

Образование структуры в деформируемых металлах может быть двух типов:

1. **“Релаксационное”** структурообразование (полигонизация, рекристаллизация, образование ячеистой структуры). Его характерные черты: зависящая от температуры, условий деформации и природы материала кинетика; отсутствие морфологического (фрактального) самоподобия структур разных масштабов; обнаруженная в некоторых работах последних лет масштабная инвариантность (скейлинг) размеров и разориентировок структурных элементов [1–3]; происходит как в процессе деформации, так и после снятия нагрузки.
2. **“Синергетическое”** структурообразование (**самоорганизация** деформируемого материала). Его характерные черты: скачкообразная кинетика; кооперативный характер процесса, в который одновременно включаются макрообъемы анализируемого вещества; фрактальная морфология структур разных масштабов; происходит **исключительно** в процессе действия внешнего механического поля.

К сожалению, количественные параметры самоорганизующихся структур (например, фрактальную размерность) удастся определять после снятия нагрузки лишь в некоторых случаях по поверхностному рельефу, который является следом локализованного пластического течения [4–6]. Релаксационные структуры можно наблюдать и изучать после снятия нагрузки различными методами структурного анализа, которые предполагают частичное разрушение деформированного образца. Один из наиболее популярных методов – метод ТЭМ, который позволяет изучать структуру на мезоскопическом масштабном уровне и который был использован авторами работ [1–3]. Поскольку вопрос о взаимосвязи синергетических и релаксационных структур до сих пор никем не рассматривался, мы предприняли попытку провести такое исследование на поликристаллическом никеле, деформированном прокаткой до разных степеней. В нашей работе [7] при ТЭМ-исследовании структуры прокатанного монокристалла никеля обнаруживались микрополосы с аморфной структурой внутри, которая при степенях прокатки выше 80% релаксирует (кристаллизуется) с образованием очень мелких микрозерен размерами меньше 0,1 микрон. Микрополосы, как было показано в [7], являются участками локализации гидродинамического пластического течения и представляют собой сохранившиеся после снятия нагрузки элементы синергетических структур. В настоящей работе использовался поликристаллический никель чистотой 99,99%Ni. Деформации подвергали пластины толщиной ~3 мм, которые прокатывали за один проход с утонением 10%. Затем от прокатанной пластины отрезали часть для изучения структуры, а оставшуюся часть подвергали дальнейшей прокатке с интервалами обжатия 10% до конечного обжатия 80%. ТЭМ-структуру исследовали на пластинах, прокатанных на 50 и 80%. Примеры структуры показаны на рис.1.

Поскольку при выполнении работы предполагалась статистическая обработка размеров структурных элементов, исследовалось большое количество полей зрения (более 30). Это достигалось поэтапным утонением фольг.

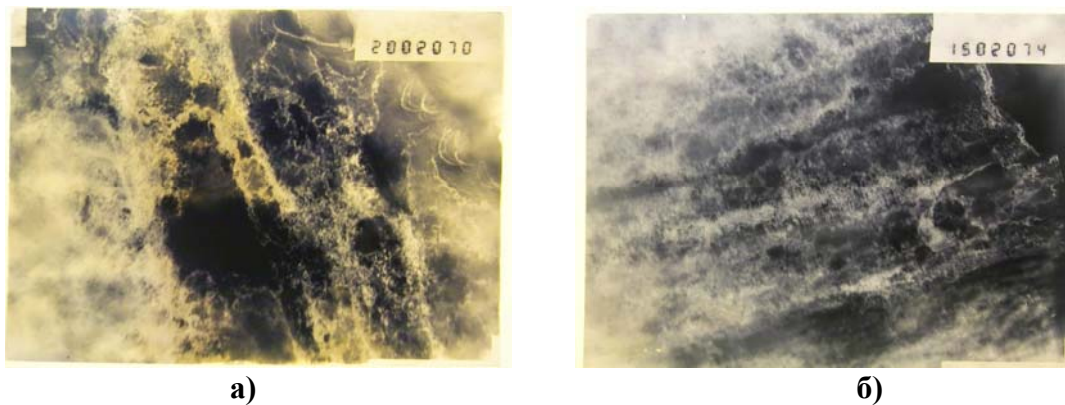


Рис. 1. Примеры ТЭМ-структуры прокатанного никеля: а – 50%; б – 80%.

В результате проведенного анализа были выделены ячейки в широком интервале размеров и микрозерна с четкими границами. И ячейки, и микрозерна расположены, преимущественно, внутри вытянутых в одном направлении полос, имеющих макроскопическую длину. Сопоставление с результатами [7] позволяет предположить, что морфология полос соответствует морфологии “microbands” – синергетической структуре, формирующейся в процессе нагружения и имеющей жидкоподобную структуру с высокой плотностью дефектов, допускающую гидродинамическое пластическое течение. После прекращения деформационного процесса эта структура претерпевает фазовое превращение – кристаллизуется с образованием дефектной кристаллической структуры (ячеистой). В некоторых локальных участках возможна рекристаллизация с образованием микрозерен.

Используя панорамы ТЭМ-структур, мы провели статистическую обработку размеров ячеек и микрозерен. Были построены нормированные по наиболее вероятному размеру кривые распределения размеров структурных элементов при 50 и 80% деформации. Измерения проводились вдоль и поперек ячеек, поскольку в большинстве случаев они не были равноосными. Результат проведенных расчетов показан на рис.2. Из рисунка следует, что, как и в других изученных случаях ТЭМ-структуры [1-3] (разные материалы, деформированные в широком спектре условий) и других масштабах релаксационной структуры (рекристаллизация в прокатанном алюминии, оптическая микроскопия [8]) все нормированные размеры укладываются на одну и ту же статистическую кривую (рис.2а). На эту же кривую укладываются и нормированные размеры рекристаллизованных зерен (рис.2б). Следовательно, операция нормирования (по наиболее вероятному или среднему) размеров релаксационных структурных элементов в разных материалах, деформированных в разных условиях, показывает наличие масштабной инвариантности (скейлинга). Скейлинг параметров релаксационного структурообразования вытекает из общего уравнения плотности вероятности в состоянии x : $\partial P(x,t)/\partial t =$ (интенсивность «прихода») – (интенсивность «выхода») или основного кинетического уравнения:

$$\frac{\partial P(x,t)}{\partial t} = \sum_{x'} w(x,x')P(x',t) - P(x,t) \sum_{x' \neq x} w(x',x),$$

где $w(x,x')$ – вероятность перехода из состояния x' в состояние x . При условии существования конечных пределов получим известное уравнение Фоккера–Планка:

$$\frac{\partial P(x,t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} [A(x,t)P(x,t)] + \frac{\partial^2}{\partial x^2} [B(x,t)P(x,t)],$$

которое при упрощенных условиях позволяет получить скейлинговую зависимость

параметра θ :
$$P(\theta) = \frac{1}{\theta_{av}} P\left(\frac{\theta}{\theta_{av}}\right)$$

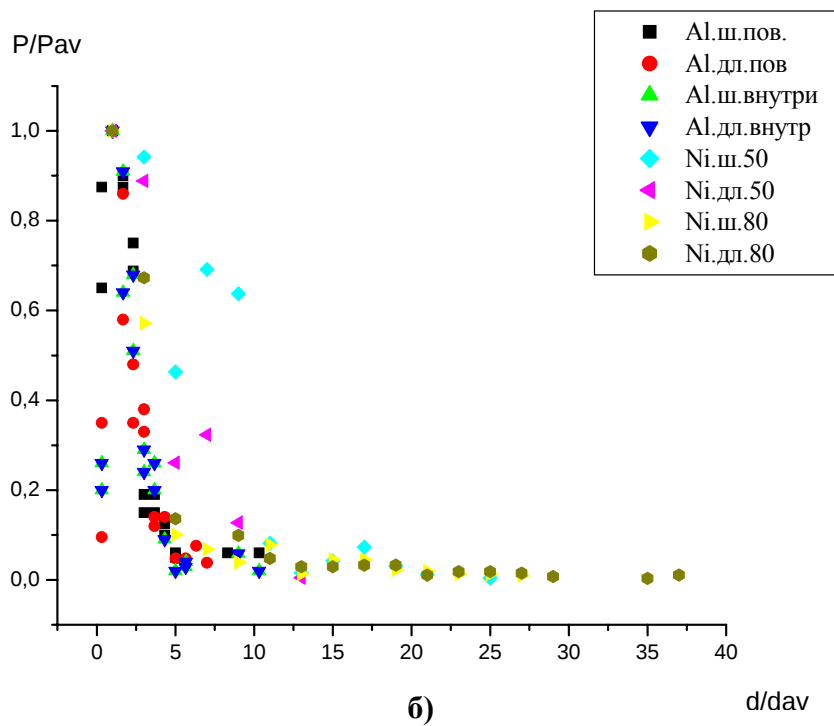
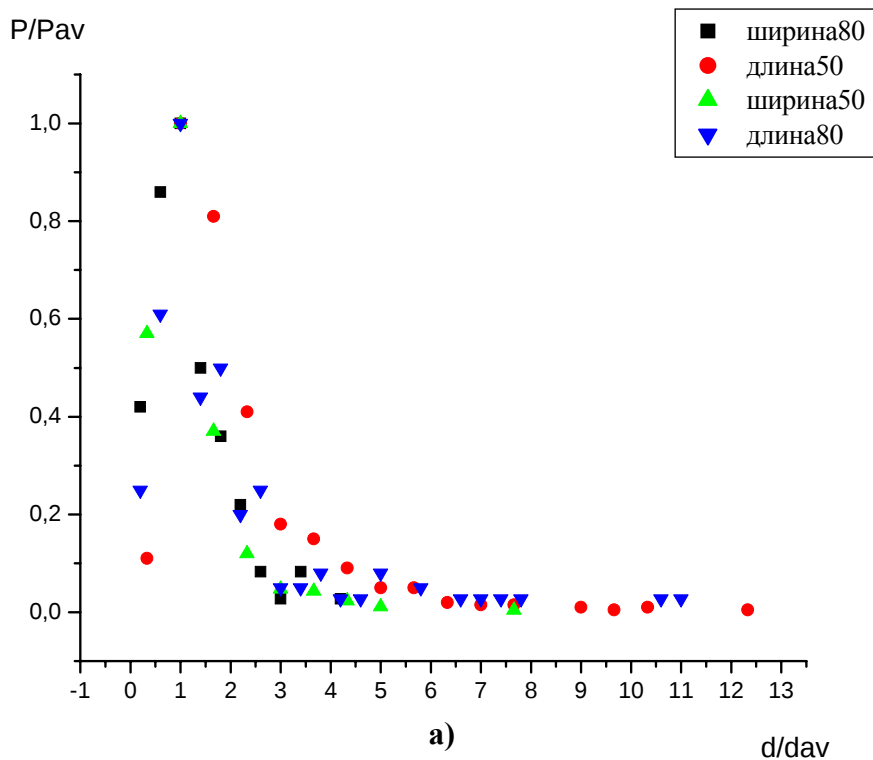


Рис. 2. Нормированные по наиболее вероятному значению кривые распределения размеров ячеек и рекристаллизованных зерен: а – никель, ячейки, прокатка 50%; б – никель, ячейки, прокатка 80% + никель, ячейки, прокатка 50% + алюминий, зерна, прокатка 80% .

Список литературы

1. Hughes D. A., Chrzan D. C., Liu Q., Hansen N. Scaling of misorientation angle distributions // Physical Review Letters. 1998. V. 81. N 21. P.4664–4667.
2. Godfrey A., Hughes D. A. Scaling of the spacing of deformation induced dislocation boundaries // Acta mater. 2000. V. 48. P. 1897–1905.
3. Sethna J. P., Coffman V. R. Scaling in Plasticity-Induced Cell-Boundary Microstructure: Fragmentation and Rotational Diffusion // Phys. Rev. B 67, 184107 (2003).
4. Zasimchuk E.E., Gordienko Yu.G., Gontareva R.G., Zasimchuk I.K. Equidimensional Fractal Maps for Indirect Estimation of Deformation Damage in Nonuniform Aircraft Alloys // J. Mater. Eng. Performance. – 2003. – V.12, #1. – Pp. 69 – 76.
5. Gordienko Yu.G., Zasimchuk E.E., Gontareva R.G. Unconventional deformation modes and surface roughness evolution in Al single crystals under restricted cyclic tension conditions // J. Mater. Science Letters. – 2003. – V. 22. - Pp.241 – 245
6. Yu.Gordienko, R.G.Gontareva, J.S.Schreiber, E.E.Zasimchuk, I.K.Zasimchuk, Two-Dimensional Rectangular and Three-Dimensional Rhombic Grids Created by Self-Organization of Random Nanoextrusions, Advanced Engineering Materials, 2006, Vol. 8, #10, pages 957-960; Color Cover Picture (10.1002/adem.200690020).
7. E.E. Zasimchuk, L.I. Markashova. Mater.Sci.Eng.A. - 1990.-127.- P.33.
8. Е.Э. Засимчук, Ю.Г. Гордиенко, В.И. Прудникова, Т.В. Турчак. Особенности рекристаллизации при прокатке кристаллов алюминия. Скейлинг размеров рекристаллизованных зерен. Металлофиз. Новейшие технол. 2005, т. 27, №5. СС. 595-607.

ДИСЛОКАЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ УПРОЧНЕНИЯ – ОСНОВАНИЕ КОНСТРУКЦИОННОЙ ПРОЧНОСТИ СТАЛЕЙ

Клейнер Л. М., Закирова М. Г.

Пермский государственный технический университет, Пермь,
kleyner@pstu.ru

Реализация прочности сталей в конкретной конструкции зависит от условий эксплуатации (напряженного состояния, скорости и цикличности нагружения, среды, температуры и др.), состава стали и реализуемого механизма упрочнения.

Из известных механизмов упрочнения наиболее эффективным являются дислокационный и зернограницный. Максимальное упрочнение в сталях наблюдается при наибольшей плотности дислокаций и при минимальном размере зерна. Высокая плотность дислокаций при их равномерном распределении может быть достигнута в результате фазового $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения по мартенситному механизму. Примерно 0,1 долю составляет зернограницное упрочнение. Подвижность дислокаций сохраняется, при содержании углерода менее 0,12 % [1]. Другие механизмы упрочнения увеличивают сопротивление деформации, но существенно ограничивают подвижность дислокаций до полного закрепления.

Прочность сталей σ_B , согласно стандартам различных стран, определяют как удельную характеристику с ограничением скорости нагружения при одноосном напряженном состоянии. Преждевременное разрушение в конструкции при напряжениях ниже σ_B наступает в результате реализации локальных пиков напряжений, возникающих в структуре стали, обуславливающей механизм упрочнения. Неоднородное распределение напряжений при одинаковых условиях нагружения определяется структурным состоянием и химическим составом стали. Равномерное распределение напряжений, в свою очередь, зависит от соотношения скорости релаксации и скорости упрочнения.

Следовательно, оптимальной будет структура, которая способствует протеканию релаксации напряжений, и такой механизм упрочнения, при котором дислокации подвижны, т.е. способны к перераспределению.

В 80–90 годы прошлого столетия нами созданы низкоуглеродистые ($C = 0,04–0,12\%$) мартенситные стали (НМС), представляющие новый класс сталей [2]. НМС обладают высокой устойчивостью переохлажденного аустенита, который даже при медленном охлаждении на воздухе превращается по мартенситному механизму при достаточно высоких температурах ($M_n = 380–400\text{ }^{\circ}\text{C}$), образуя пакетный низкоуглеродистый мартенсит. Плотность дислокаций составляет $10^{10-12}\text{ см}^{-2}$. Вследствие низкого содержания углерода в свежезакаленной стали дислокации сохраняют подвижность, обеспечивая релаксацию напряжений и, следовательно, равномерность их распределения. В результате, неотпущенная сталь с $\sigma_B = 1000\text{ МПа}$ обладает высокой пластичностью и вязкостью ($\delta = 15\%$, $\Psi = 70\%$, $KCV = 150\text{ Дж/см}^2$). Величина и скорость релаксации напряжений в НМС в 1,5 раза выше относительно традиционных конструкционных сталей с содержанием углерода 0,2–0,3 % при равной прочности. Таким образом, дислокационный механизм упрочнения обеспечивает уникальное сочетание характеристик механических свойств в свежезакаленном состоянии.

В настоящее время низкоуглеродистые стали мартенситного класса широко применяются в машиностроении и в нефтедобывающей промышленности. Типичным представителем является сталь 07ХЗГНМ, в которой отсутствует хрупкое состояние. Она обладает уникальными технологическими свойствами: закаливается на воздухе в сечениях до 150 мм, не склонна к деформации при термической обработке, хорошо сваривается в термоупрочненном состоянии без предварительного подогрева, закаливается на воздухе непосредственно после горячей обработки давлением, обладает пониженным коэффициентом деформационного упрочнения, подвергается поверхностному упрочнению всеми видами ХТО и наплавки. Металлургия РФ освоила производство НМС с $\sigma_B = 1200\text{ МПа}$.

Список литературы

1. Сарак В.И., Суворова С.О.//ФММ, 1968, Т.26.Вып.1, с.147-156.
2. Курдюмов Г.В., Утевский Л.М., Энтин Р.И. //Превращения в железе и стали, М., Наука, 1977, с.220-223.

УДК 539.4

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ И ФРАКТАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ КАРТИН ФРАГМЕНТАЦИИ СТЕКЛЯННЫХ ПЛАСТИН

Давыдова М. М., Давыдов Д. М.

Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь,
davydova@icmm.ru

В настоящей работе статистика фрагментации исследуется в экспериментах на тонких стеклянных пластинах, нагруженных распределенной квазистатической нагрузкой. Пластина (60×60мм, толщина 1,3–1,5мм) помещается в “пенал”, что позволяет сохранить картину фрагментации после снятия нагрузки.

Картина фрагментации (содержимое пенала) снимается цифровой камерой. Компьютерная обработка данных эксперимента состоит из двух этапов. На первом – с помощью специально разработанного программного обеспечения цифровые фотографии преобразуются в схематическую картинку, которая соответствует системе трещин возникших в процессе фрагментации (рис.1).

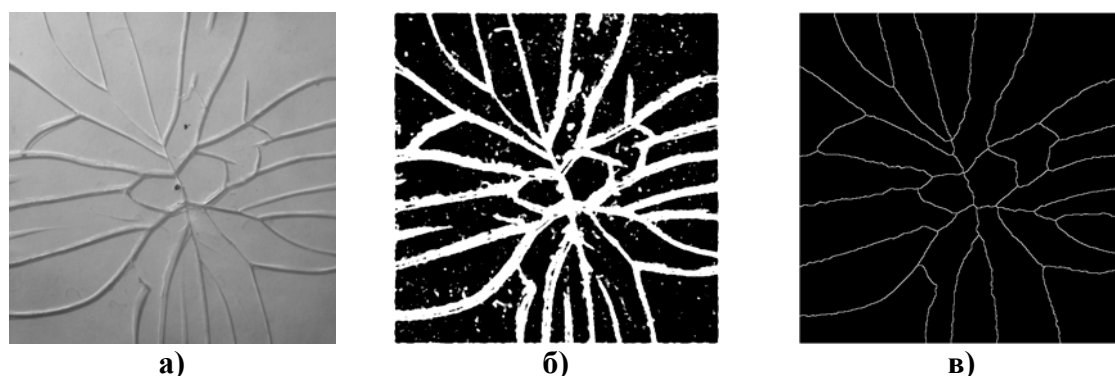


Рис. 1. Преобразование фотографии в схематическую картинку.

На втором – схематическая картинка (рис.1в) используется для расчета количества и величины фрагментов, а так же длины трещин. Фотографии картин фрагментации, приведенные на рис.2, свидетельствуют о том, что увеличение давления приводит к возрастанию количества фрагментов.

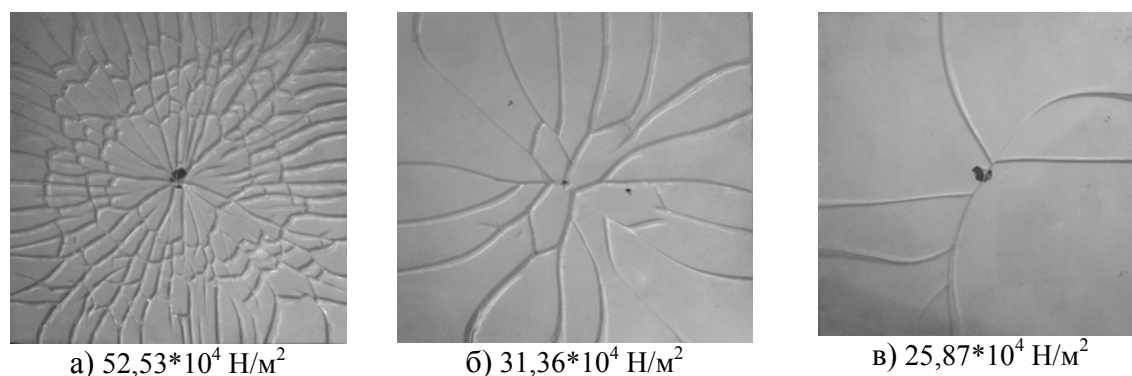


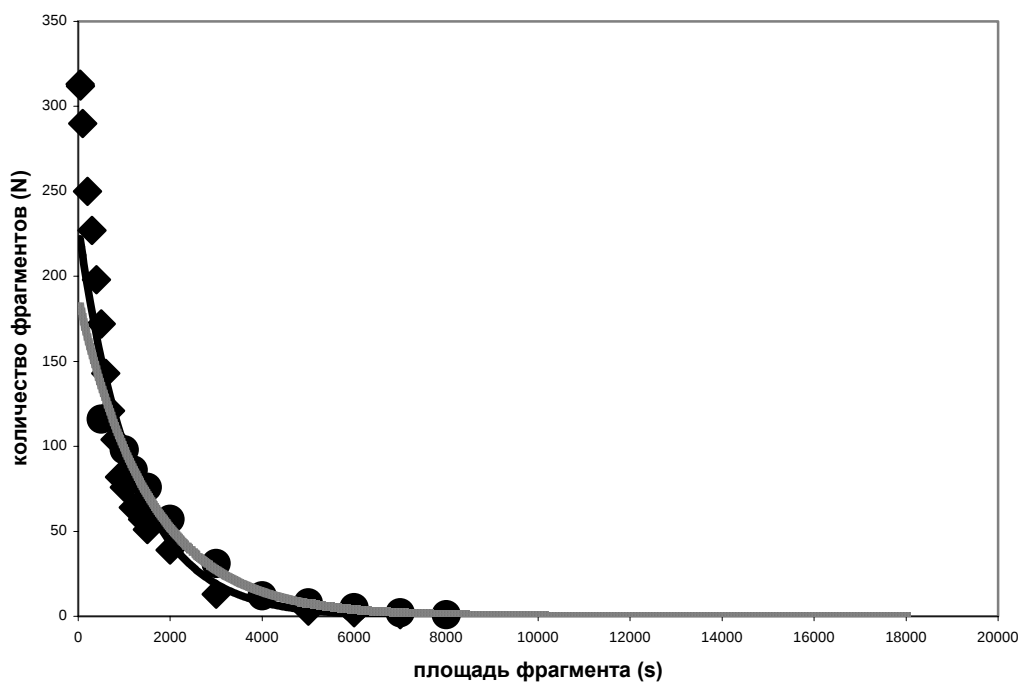
Рис.2. Картины фрагментации при разных давлениях.

Исследование статистических закономерностей фрагментации заключается в построении интегральной функции распределения фрагментов по размерам. Характер распределения зависит от условий нагружения, свойств материала, формы образца. На рис. 3а приведены интегральные функции распределения фрагментов по размерам для двух образцов, нагруженных давлением $7,76 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$ (ромбы) и $4,00 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$ (кружки). Для всех образцов экспериментальная функция распределения аппроксимируется экспоненциальной функцией вида $N = B \exp(-\beta s)$, где N – количество фрагментов, s – площадь фрагмента.

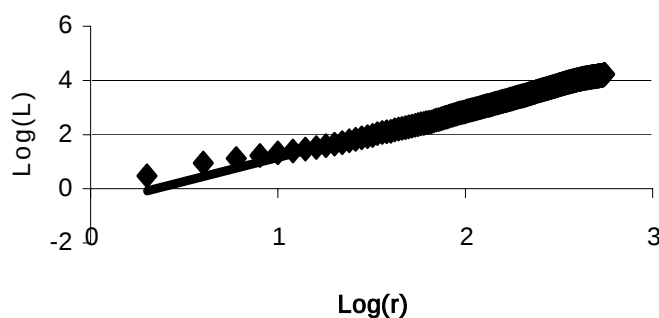
Поскольку наша экспериментальная методика позволяет зафиксировать картину фрагментации с помощью цифровой фотокамеры, то кроме традиционных количества и размеров фрагментов можно подсчитать длину трещин во всем образце или его части. Так, например, авторы [8] определяли фрактальную размерность D картины растрескивания по формуле

$$L(r) \sim r^D, \quad (1)$$

где длина всех трещин $L(r)$ в квадратах размером $r * r$, центры которых находятся в точках, принадлежащих трещинам (осреднение проводилось по 100 точкам).



а)



б)

Рис.3. а) Интегральная функция распределения фрагментов по размерам;
б) пример определения фрактальной размерности $D = 1,76$.

Надо отметить, что картина растрескивания [1] не имеет явно выраженного центра. В то же время, исследуемые картины фрагментации (Рис.2) имеют центральную точку и по строению аналогичны конфигурациям, полученным с использованием моделей ПД (пробоя диэлектриков) и ОДА (ограниченная диффузией агрегация) [2,3]. Для модели ПД [2] выполняется соотношение подобия (1), где $L(r)$ — это полная длина линий разряда в окружности радиуса r . Фрактальная размерность в моделях ОДА [3] оценивается так же по зависимости вида (1), но $L(r)$ в этом случае представляет собой число занятых узлов решетки. По аналогии с моделями ПД и ОДА определение фрактальной размерности исследуемых картин фрагментации проводилось по формуле (1), причем в этом случае $L(r)$ — это суммарная длина всех трещин в квадратах со стороной r , центры которых совпадают с центром картины фрагментации. Минимальное количество квадратов, используемое для подсчета D

равно 200. Пример определения фрактальной размерности приведен на рис.3б. Фрактальная размерность D лежит в интервале от 1,59 до 1,83.

В экспериментах наблюдается два типа картин фрагментации. На рис.4 слева приведена картина фрагментации типичная для давлений менее $4 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$, справа – для давлений выше $4 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$. В картинах фрагментации на рис.4б можно выделить три зоны. Центральная зона похожа на цветок, затем следует зона с более мелкими и однородными фрагментами, и по краю пластины находятся вытянутые фрагменты. Мы предположили, что фрактальная размерность D^s будет изменяться при переходе от одной зоны к другой. Для того, что бы исключить влияние центральной зоны на зону с однородными фрагментами, а также первых двух на последнюю, мы предположили, что существует зависимость $L(s) \sim S^{D_s}$, где $L(s)$ длина всех трещин внутри квадратной рамки толщиной h и площадью S . Результаты расчетов приведены на рис.4. Для картин фрагментации при давлениях выше $4 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$ показатель D^s уменьшается при переходе из одной зоны в другую.

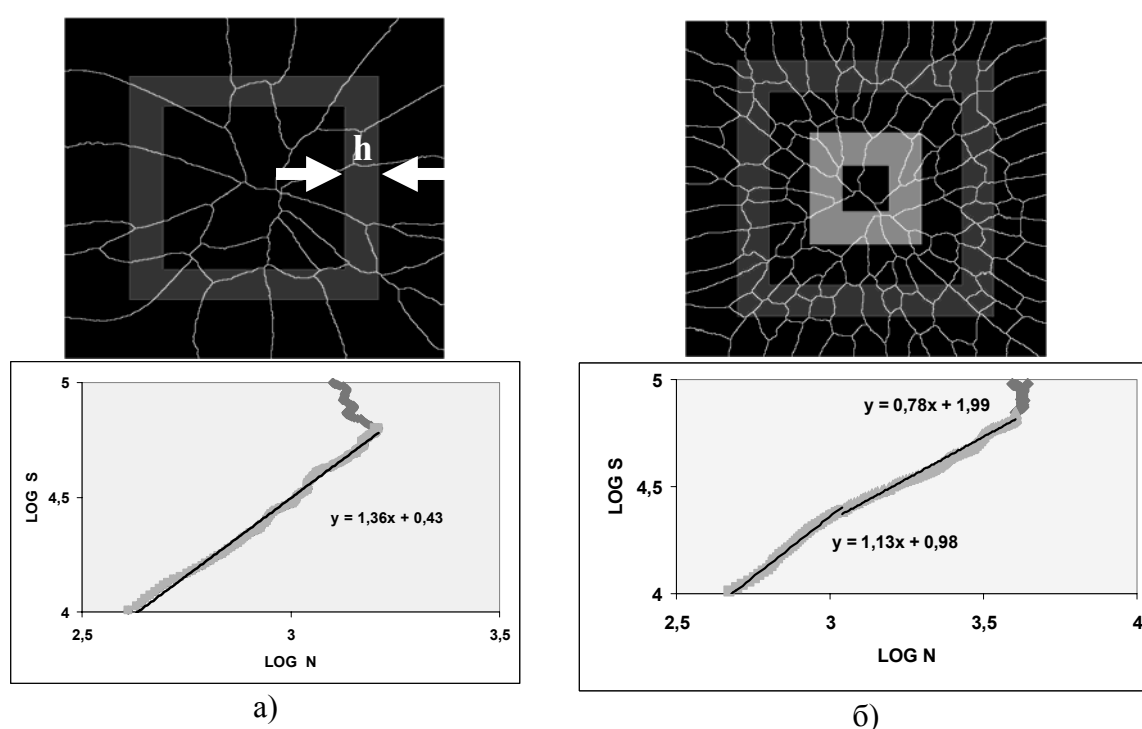


Рис. 4. а) Определение фрактальной размерности по зависимости полной длины трещин $L(s)$ внутри квадратной рамки толщиной h для давлений менее $4 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$; б) более $4 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$.

Выводы

- Количество фрагментов зависит от величины давления.
- Интегральная функция распределения фрагментов по размерам описывается экспоненциальной функцией.
- Картины фрагментации самоподобны, причем суммарная длина трещин в квадрате со стороной r подчиняется степенному закону $L(r) \sim r^D$. Где D – фрактальная размерность, которая лежит в диапазоне $1,59 < D < 1,83$.
- Суммарная длина трещин $L(s)$ внутри квадратной рамки толщиной h и площадью S определяется по степенному закону $L(s) \sim S^{D_s}$. В логарифмических координатах зависимость $L(s)$ изменяет угол наклона и показатель экспоненты D_s

уменьшается для картин фрагментации полученных при давлениях выше чем $4 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$.

Работа проводится при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (гранты 05-01-00863а, 05-08-33652а, 07-01-96004-р_урал_а, 07-01-911-АФГИР_а)

Список литературы

1. Sornette A., Davy P., Sornette D. Growth of fractal fault patterns// Phys. Rev. Letters.- 1990, 65, No. 18.- pp. 2266-2269.
2. Висман Г., Пьетронеро Л. Свойства лапласовских фракталов при пробое диэлектриков в двух и трех измерениях// Фракталы в физике.- М., Мир, 1988.- с. 210-220.
3. Микин П. Некоторые последние достижения в моделировании ограниченной диффузией агрегации и родственных процессов// Фракталы в физике.- М., Мир, 1988.- с. 283-295.

УДК 539.533

РАСТРЕСКИВАНИЕ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ КОМПАУНДОВ ПРИ ТОЧЕЧНОМ НАГРУЖЕНИИ

Шабашова О. А., Панфилов П. Е., Бабушкин А. Н.

Уральский государственный университет, Екатеринбург,
olga.shabashova@usu.ru

Халькогенидные стекла (MeScX , где $\text{Me} = \text{Ag}$; $\text{Sc} = \text{Ge}, \text{As}$; $\text{X} = \text{S}, \text{Se}$) используются в качестве приемников ИК-излучения в устройствах, подверженных действию усталостных и ударных нагрузок. Поэтому при разработке функциональных материалов на их основе следует принимать во внимание прочностные свойства халькогенидных стекол. Исследование поведения лабораторных образцов при микроиндентировании (по Виккерсу) проводили на компаундах следующих составов $\text{AgGeAsS}_{3x}\text{Se}_{3(1-x)}$ ($x = 0,1-0,9$). По данным РСА образцы находились в аморфном состоянии. Металлографический анализ не обнаружил присутствия вторых фаз на поверхности образцов. При помощи оптического и сканирующего электронного микроскопов изучали развитие трещин вблизи отпечатков индентора. Микротвердость не зависела от состава компаунда и морфологии поверхности образцов (величина порядка 2500 МПа). Вблизи отпечатков наблюдали два типа дефектов – радиальные трещины и выколы, образованные трещинами, траектории которых отклонялись от радиального направления. Длина радиальных трещин была одинаковой для всех изученных составов (величина $22 \pm 4 \text{ мкм}$), тогда как число выколов зависело от морфологии поверхности образцов. Сравнение полученных результатов с данными по поведению стекол при точечном нагружении позволяет сделать вывод, что исследованные компаунды находились в аморфном состоянии.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проекты № 04-03-32073 и № 06-02-16492).

ФОРМАЛИЗМ КРИТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В КОЛИЧЕСТВЕННОМ ОПИСАНИИ ЯВЛЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКОГО РАЗРУШЕНИЯ

Учаев А. Я., Пунин В. Т., Сельченкова Н. И., Кошелева Е. В., Платонова Л. А.

Российский Федеральный Ядерный Центр – ВНИИЭФ, Саров

В работе рассмотрена возможность применения аппарата теории критических явлений к описанию процесса разрушения на заключительной стадии в динамическом диапазоне долговечности (субмикро-субнаносекундный диапазон).

В результате большого объема исследований [1,2] было показано, что сопротивление тела внешнему воздействию в динамическом диапазоне долговечности оказывает возникающая диссипативная структура – каскад центров разрушения. Каскад центров разрушения является фрактальным кластером.

При амплитудах импульсного давления единицы–сотни килобар в диапазоне долговечности $t \sim 10^{-6} \div 10^{-10}$ с эволюция микро- и мезоскопических дефектов в явлении динамического разрушения является определяющей в общих закономерностях инвариантного поведения твердых тел при воздействии мощных импульсов проникающих излучений (темп ввода энергии $dT/dt \sim 10^6 \div 10^{12}$ К/с, диапазон начальных температур $T_0 \sim 4 \text{ К} \div T_{nl}$).

В нелинейных диссипативных средах, каковой являются металлы в процессе динамического разрушения, происходит уменьшение числа степеней свободы. Уменьшение числа степеней свободы, определяющих динамику структуры металла, означает, что в системе происходит самоорганизация структурных элементов, характеризующаяся крупномасштабными корреляциями. Возникает параметр порядка, характеризующий переход от некоррелированного состояния вещества к коррелированному. Плотность центров разрушения f на пороге макроразрушения, когда меняется связность разрушаемого тела, является параметром порядка.

Показано, что существенное увеличение плотности центров разрушения $f(t)$ происходит на заключительной стадии процесса разрушения на временах $t \sim 1/10 \cdot t_p$, где t_p – время, когда произошло разрушение. Подобные эффекты наблюдаются в физике критических явлений, когда возникают крупномасштабные флуктуации, меняющие связность тела.

В результате проведенных исследований показано, что каскад центров разрушения на пороге макроразрушения, когда происходит топологический фазовый переход – возникновение связности в системе центров разрушения, является перколяционным кластером, что определяет возможность применения универсального аппарата теории критических явлений к количественному описанию процесса и определяет универсальное поведение металлов в явлении динамического разрушения, позволяет прогнозировать поведение неисследованных материалов в указанных температурно-временных диапазонах.

Единый механизм процесса динамического разрушения металлов – потеря связности системы путем кластеризации каскада центров разрушения – единый параметр порядка и одинаковая размерность пространства, в котором протекает процесс, определяют возможность прогнозирования поведения металлов в экстремальных условиях.

1. Р. И. Илькаев, А. Я. Учаев, С. А. Новиков, Н.И. Завада, Л. А. Платонова, Н. И. Сельченкова // ДАН, 2002, т. 384, № 3, С. 328-333.
2. Р. И. Илькаев, В.Т. Пунин, А. Я. Учаев, С. А. Новиков, Е.В. Кошелева, Л. А. Платонова, Н. И. Сельченкова, Н.А. Юкина // ДАН, 2003, том 393, № 3.

ИЕРАРХИЯ МАСШТАБНЫХ УРОВНЕЙ ДИССИПАТИВНЫХ СТРУКТУР, ВОЗНИКАЮЩИХ В МЕТАЛЛАХ В ЯВЛЕНИИ ДИНАМИЧЕСКОГО РАЗРУШЕНИЯ

Учаев А. Я., Пунин В. Т., Сельченкова Н. И., Кошелева Е. В., Платонова Л. А.

Российский Федеральный Ядерный Центр – ВНИИЭФ, Саров

В настоящее время является актуальным знание поведения вещества в экстремальных условиях на основе изучения процесса динамического разрушения при воздействии мощных импульсов проникающих излучений. Приоритетными методами для описания уникального явления динамического разрушения являются методы нелинейной физики, которые позволяют установить универсальные признаки эволюции неравновесных систем, обусловленных коллективными эффектами, явлениями самоорганизации в возникающих диссипативных структурах [1–3].

К исследованию явления динамического разрушения металлов применены методы взрывного и ударно-волнового нагружения (диапазон долговечности $10^{-5} < t < 10^{-8}$ с), воздействие релятивистских электронных пучков (РЭП) ($t \sim 10^{-6} \div 10^{-10}$ с), а также воздействие ультракоротких импульсов лазерного излучения ($t \sim 10^{-9} \div 10^{-11}$ с), плотность мощности J лазерного излучения до $J \sim 10^{14}$ Вт/см² [1–3].

В результате проведенных ранее исследований показано, что металлы проявляют универсальные признаки поведения в явлении динамического разрушения при воздействии мощных импульсов проникающих излучений, которые обусловлены самоорганизацией и неустойчивостями в диссипативных структурах, лежащих в основе сопротивления тела внешнему воздействию [1–2].

Выявлено несколько пространственно-временных уровней самоорганизации диссипативных структур, имеющих иерархическую соподчиненность (от наноуровня до масштабов разрушаемого тела). Каждому иерархическому уровню диссипативных структур соответствует свое значение потенциальной энергии U_i , которая характеризуется своим параметром порядка n_i , функцией распределения f_i и временем релаксации t_i . Установлен единый универсальный потенциал n -уровневой иерархической системы, позволяющий не рассматривать каждый структурный уровень системы, что существенно упрощает описание процесса динамического разрушения.

Установлен динамический инвариант в диапазоне долговечности $t \sim 10^{-6} \div 10^{-11}$ с, $T_0 \sim 4$ К $\div 0,8 T_{пл}$, который позволяет установить временную зависимость отношения критической плотности поглощенной энергии (P), приводящей к разрушению, к энергетическим параметрам кристаллической решетки (энтальпия H и теплота плавления L_m): $J_I = P / Gc (H + L)$, где G – параметр Грюнайзена, ρ – плотность материала.

Показано, что в металлах с предварительно нанесенным на тыльной стороне возмущением в виде пирамидок в результате воздействия РЭП в процессе динамического разрушения могут возникать эффекты кумуляции, которые приводят к образованию диссипативных структур.

Выше изложенное, определяет универсальное поведение металлов в явлении динамического разрушения и обуславливает масштабно-инвариантные свойства поведения диссипативных структур на различных временных интервалах при различных амплитудно-временных характеристиках внешнего воздействия.

1. Р. И. Ильяев, А. Я. Учаев, С. А. Новиков, Н.И. Завада, Л. А. Платонова, Н. И. Сельченкова. // ДАН, 2002, том 384, № 3, С. 328–333.
2. Р. И. Ильяев, В.Т. Пунин, А. Я. Учаев, С. А. Новиков, Е.В. Кошелева, Л. А. Платонова, Н. И. Сельченкова, Н.А. Юкина. // ДАН, 2003, том 393, № 3. С. 326–331.

3. А.Я. Учаев, В.Т. Пунин, С.А. Новиков и др. Труды Международной конференции VII Харитоновские тематические научные чтения. Под ред. А.Л. Михайлова. РФЯЦ-ВНИИЭФ г. Саров. 2005. С. 356-361.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА ПРИ ОТТАЛКИВАТЕЛЬНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

Чан Ван Лыонг

Воронежский Государственный Педагогический Университет, Воронеж,
luong82@mail.ru

Спаривание отталкивающихся частиц с большим суммарным импульсом приводит к зависящему от импульса относительного движения сверхпроводящему (SC) параметру порядка и меняющему его знак на некоторой линии внутри кинематически разрешенной области [1]. В настоящей работе исследована температурная зависимость SC параметра порядка при отталкивательном взаимодействии.

Относительная малость области кинематического ограничения Ξ позволяет матричный элемент взаимодействия $U(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$ частиц, составляющих пару, записать в виде квадратичной функции

$$U_d(\boldsymbol{\kappa}) \approx U_0 r_0^2 \left[1 - \boldsymbol{\kappa}^2 r_0^2 / 2 \right], \quad (1)$$

где $\boldsymbol{\kappa} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$ импульс, передаваемый при рассеянии; r_0 и U_0 имеют смысл радиуса экранирования и эффективной константы связи, соответственно. Выражение (1) представляет первые члены разложения энергии взаимодействия в степенной ряд в пределах Ξ . Ядро (1) имеет четыре характеристических числа, три из которых положительны, тогда как четвертое отрицательно [2]. В потенциал вида (1), помимо кулоновского отталкивания, могут быть включены (при соответствующем переопределении констант U_0 и r_0) все существенные для рассматриваемой системы взаимодействия, например, обусловленные обменом фононами или антиферромагнитными магнонами. Проблема конкуренции SC спаривающих взаимодействий (в том числе кулоновского, магнонного, электрон-фононного и т. п.) будет в ближайшие годы на пике интересов теоретиков и экспериментаторов [3]. Обсуждение этого случая, однако, выходит за рамки нашей работы.

Уравнение самосогласования, определяющее SC параметр порядка $\Delta(\mathbf{k})$, обусловленный спариванием частиц с большим суммарным импульсом $\mathbf{K}$ и импульсом относительного движения $\mathbf{k}$ при температуре T , может быть записано в виде

$$\Delta(\mathbf{k}) = -\frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}' \in \Xi} \frac{U(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \Delta(\mathbf{k}')}{\sqrt{\xi^2(\mathbf{k}') + \Delta^2(\mathbf{k}')}} h(\mathbf{k}', T), \quad (2)$$

где $h(\mathbf{k}, T)$ – температурный фактор, определяемый следующим образом

$$h(\mathbf{k}, T) = \tanh \left(\frac{\sqrt{\xi^2(\mathbf{k}) + \Delta^2(\mathbf{k})}}{2T} \right). \quad (3)$$

Кинетическая энергия возбуждения пары электронов,

$$2\xi(\mathbf{k}) = \varepsilon(\mathbf{K}/2 + \mathbf{k}) + \varepsilon(\mathbf{K}/2 - \mathbf{k}) - 2\mu, \quad (4)$$

отсчитанная от химического потенциала пары 2μ , обращается в нуль на участках контура Ферми (“парном” контуре Ферми)

$$2\xi(\mathbf{k}_F) = 0, \quad (5)$$

где $\mathbf{k}_F$ – импульс Ферми, $\varepsilon(\mathbf{K}/2 \pm \mathbf{k})$ – электронный (или дырочный) закон дисперсии в энергетической зоне.

В пределах $|\mathbf{k}| \ll |\mathbf{K}|$, можно представить закон дисперсии в виде разложения в степенной ряд по импульсу $\mathbf{k} = (k_l, k_m, \dots)$

$$\varepsilon(\mathbf{K}/2 \pm \mathbf{k}) = \varepsilon(\mathbf{K}/2) \pm \sum_l \frac{\partial \varepsilon(\mathbf{K}/2)}{\partial k_l} k_l + \frac{1}{2} \sum_l \sum_m \frac{\partial^2 \varepsilon(\mathbf{K}/2)}{\partial k_l \partial k_m} k_l k_m \pm \dots \quad (6)$$

Предположим, что закон дисперсии имеет простой вид

$$\frac{\partial^2 \varepsilon(\mathbf{K}/2)}{\partial k_l \partial k_m} = 2\chi \delta_{lm}, \quad (7)$$

где χ – некоторая константа, δ_{lm} – дельта символ

$$\delta_{lm} = \begin{cases} 1 & \text{если } l = m, \\ 0 & \text{если } l \neq m. \end{cases} \quad (8)$$

Из (4), (5) и (7) следует, что кинетическая энергия возбуждения пары определяется выражением

$$\xi(\mathbf{k}) = \chi(k^2 - k_F^2). \quad (9)$$

При решении уравнения самосогласования удобно перейти к безразмерным величинам, используя в качестве характерных масштабов энергии и длины константы U_0 и r_0 . В результате чего можно убедиться что, зависимость параметра порядка от импульса относительного движения пары можно представить в следующий образом [1]

$$\Delta(k) = \theta(k_0^2 - k^2). \quad (10)$$

Параметр θ характеризует энергетический масштаб SC щели, а k_0 определяет радиус окружности в импульсном пространстве, на которой энергетическая щель обращается в нуль. Решая уравнение самосогласования в пределе $k_0 \approx k_F$:

В случае $T = 0$, получаем

$$\theta = \frac{\chi k_F^2}{k_F^2 - 1} \exp\left(-\frac{2\chi}{k_F^2 - 1}\right). \quad (11)$$

Тогда, зависимость SC параметра порядка от импульса относительного движения k при нулевой температуре можно записать в следующем образом

$$\Delta_0(k) = (2 - k_F^2 - k^2) \cdot \frac{\chi k_F^2}{k_F^2 - 1} \exp\left(-\frac{2\chi}{k_F^2 - 1}\right). \quad (12)$$

Здесь введено обозначение $\Delta_0 \equiv \Delta(T = 0)$.

В случае $T \neq 0$, имеем

$$\theta^2 = \frac{3k_F^4}{32} \ln\left(\frac{T_C}{T}\right), \quad (13)$$

и

$$\Delta(k, T) = \frac{k_F^2}{4} (k_F^2 - k^2) \left[\ln\left(\frac{T_C}{T}\right)^{3/2} \right]^{1/2}. \quad (14)$$

Температура SC перехода

$$T_C = 1,14 k_F^2 \exp\left(-\frac{1}{\lambda^*}\right), \quad (15)$$

где

$$\lambda^* = \frac{3k_F^4}{32\chi^2}. \quad (16)$$

При отталкивательном взаимодействии амплитуда SC параметра порядка и также температура SC перехода существенно зависят от степени анизотропии парного контура Ферми, и от степени анизотропии электронного (дырочного) закона дисперсии в окрестности уровня Ферми. Это доказательство может играть ключевую роль для понимания природы высокотемпературной сверхпроводимости купратов.

Список литературы

1. В.И. Белявский, Ю.В. Копаев, В.М. Софронов, С.В. Шевцов, *ЖЭТФ* **124**, 1149 (2003).
2. В.И. Белявский, Ю.В. Копаев, Ю.Н. Тогушова, С.В. Шевцов, *ЖЭТФ* **126**, 672 (2004).
3. Ю.Н. Тогушова, Н.Т. Нгуен, В.Л. Чан, Вторая Международная конференция "Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости" (ФПС-06), Москва (2006).

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ И ЛОКАЛИЗАЦИЯ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В КРИСТАЛЛАХ ФЛЮОРИТА

Скворцова Н. П., Кривандина Е. А., Каримов Д. Н.

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, Москва,
skvor@ns.crys.ras.ru

Данная работа является продолжением цикла экспериментальных исследований нового физического явления высокотемпературной неустойчивости и связанной с ней локализации пластической деформации, впервые обнаруженного в ионных кристаллах [1,2]. Высокотемпературная локализация пластической деформации наблюдается в ионных [1–5], ионно-ковалентных [6,7], сегнетоэлектрических [4,8] и интерметаллических [9] кристаллах, однако природа этого явления остается неясной. В настоящей работе изучалась высокотемпературная пластическая деформация кристаллов флюорита CaF_2 . Интерес к механическому поведению этих кристаллов обу-

словлен подобием кристаллической структуры флюоритовых кристаллов CaF_2 и UO_2 , являющихся ключевым материалом ядерной энергетики.

Целью данной работы является изучение распределения деформации в кристаллах, деформированных при высоких температурах, а также исследование физических условий проявления высокотемпературной неустойчивости пластического течения. Кристаллы выращивались методом Бриджмена в графитовых тиглях и тепловом узле во фторирующей атмосфере. Распределение деформации по образцу изучалось методами оптической и интерференционной микроскопии в кристаллах, ориентированных вдоль $[110]$ и $[112]$, после деформации сжатием в интервале температур $T = 473\text{--}1193\text{K}$ ($0,28\text{--}0,71T_m$), T_m – температура плавления. Величина локальной сдвиговой деформации вычислялась по формуле $\varepsilon_{\text{loc}} = h_s/d$, где h_s – высота ступеньки вдоль направления сдвига на поверхности кристалла, d – ширина микросдвига.

Обнаружено, что высокотемпературная пластическая деформация с постоянной скоростью флюоритовых кристаллов демонстрирует неустойчивость и сильную локализацию в узких зонах, где сдвиговая деформация достигает сотен процентов (рис.1). Явление наблюдается при высоких температурах $T > 0,5T_m$, усиливаясь с повышением температуры деформирования. Идентифицированы системы скольжения $\{001\}\langle 110\rangle$, вдоль которых ориентированы микрополосы локализованного сдвига.

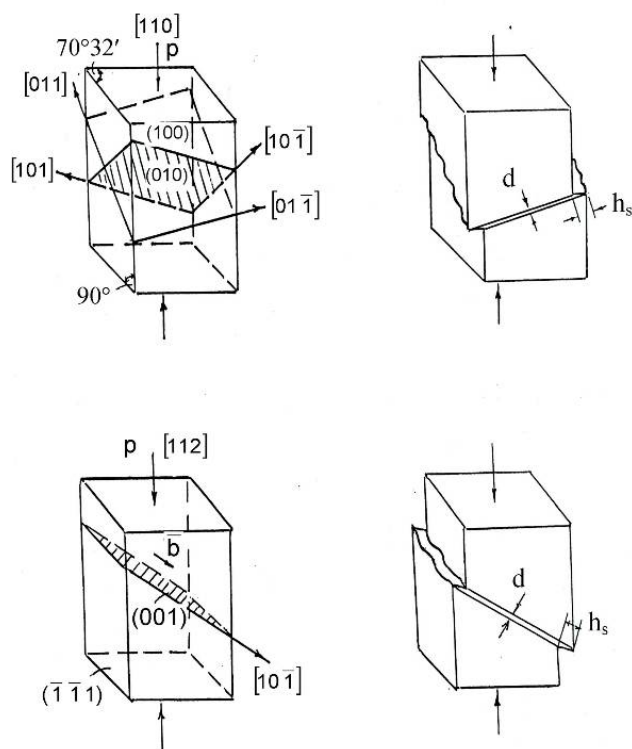


Рис. 1. Кристаллография скольжения по системе $\{001\}\langle 110\rangle$ (слева) и схематическое изображение локализованного сдвига (справа) в кристаллах флюорита.
 $\mathbf{b}$ – вектор Бюргерса.

На рис.2 приведены типичные диаграммы сжатия монокристаллов CaF_2 для различных температур от 373K до 1253K. Скорость деформации во всех опытах была $\approx 10^{-4}\text{c}^{-1}$. Кривые деформации $\sigma(\varepsilon)$ кристаллов, ориентированных вдоль $[110]$ и $[112]$, совпадают. При $T \approx 0,22\text{--}0,28T_m$ образцы разрушаются хрупко после небольшой пластической деформации. Заметная пластичность появлялась при температуре $\sim 600\text{K}$. Переход к локализованному течению в кристаллах флюорита сопровождается резким увеличением предельной пластической деформации до разрушения, разупрочнением и огрублением полос скольжения.

Характерной особенностью деформационных кривых при повышенных температурах является образование всплесков деформирующих напряжений, коррелирующих с образованием зон интенсивного сдвигообразования. Для развития формирующихся локальных сдвигов требуются

меньшие напряжения, чем для их зарождения. Прерывистый немонотонный ход деформационных кривых свидетельствует об эстафетном механизме образования локальных микросдвигов в результате последовательной активации дислокационных источников полями внутренних напряжений от больших групп дислокаций. На протяжении всей деформации в зоне локализованного течения сохраняются свойства

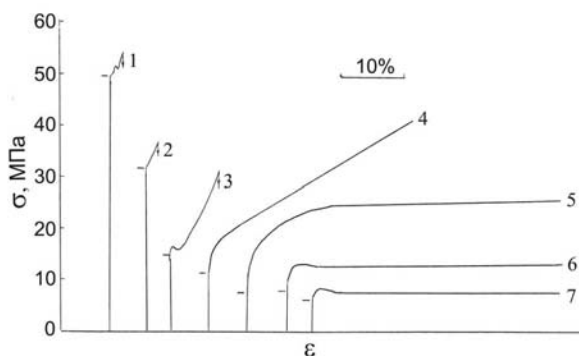


Рис. 2. Диаграммы сжатия монокристаллов CaF_2 при различных температурах. Т, К: 1 – 373, 2 – 473, 3 – 573, 4 – 673, 5 – 873, 6 – 1073, 7 – 1253. Горизонтальными линиями возле кривых показаны значения предела упругости σ_y , соответствующие началу отклонения диаграммы $\sigma(\epsilon)$ от линейности.

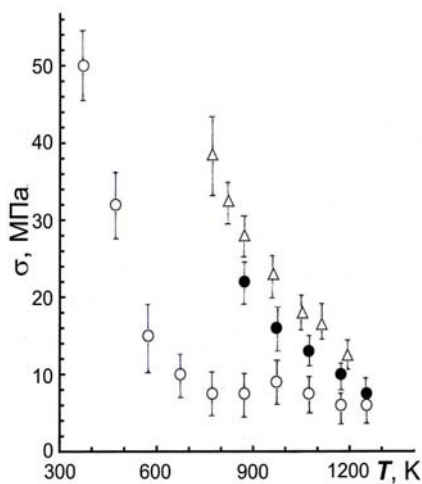


Рис. 3. Температурные зависимости критических напряжений перехода к локализованному течению σ_{tr} в кристаллах CaF_2 (•), BaF_2 (Δ) (по данным [6]) и предела упругости σ_y флюорита (o)

скольжения по вполне определенным для данной флюоритовой структуры плоскостям.

На рис.3 представлены температурные зависимости критических напряжений перехода к локализованному течению σ_{tr} и предела упругости σ_y , отмеченного на рис.2 горизонтальными линиями возле кривых течения. С ростом температуры напряжения перехода σ_{tr} флюоритовых кристаллов резко уменьшаются. Обнаружена немонотонность зависимости $\sigma_y(T)$, а именно появление максимума при температуре $\sim 0,6T_m$. Подобная немонотонность зависимости $\sigma_y(T)$ наблюдалась также для кристаллов BaF_2 [6] и LiF [11].

Различные явления, сопровождающие высокотемпературную локализацию деформации, такие как деформационное расслоение и разупрочнение материала, потеря пластической устойчивости и прерывистая текучесть, резкое возрастание предельной пластичности и микроразрушение в зонах интенсивного течения, переход от хрупкого разрушения к вязкому являются отражением нелинейного поведения деформируемого материала в результате кооперативного взаимодействия различных дефектов кристаллической решетки. Образование больших кристаллографических сдвигов в деформированных кристаллах представляет собой пример динамической диссипативной системы сильно взаимодействующих дислокаций, в эволюции которой проявляются эффекты пространственной и временной самоорганизации [10].

Полученные экспериментальные данные [6,7,11-14] позволяют представить следующий сценарий образования и развития гигантских кристаллографических сдвигов:

- движение дислокаций;
- автокаталитический процесс размножения дислокаций и образования неравновесных точечных дефектов (вакансий);
- коррелированное движение больших групп дислокаций, самоорганизация ансамбля микросдвигов;
- драматическое разупрочнение, нестабильность h -типа;
- деформационное расслоение, образование укрупненных “грубых” полос скольжения;
- вязкое разрушение.

Исследования больших сдвиговых деформаций важны как для создания теории деформационного разупрочнения, которая в настоящее время отсутствует, так и для современной техники в связи с ростом эксплуатационных температур и задачами развития технологий высокотемпературной обработки кристаллов.

Список литературы

1. Г.В. Бережкова, Н.П. Сковцова, В.Р. Регель, П.П. Перстнев. ФТТ **26** (1984) 1074.
2. Б.И. Смирнов, Р.С. Чуднова, В.В. Шпейзман. Тез. Докл. III Всесоюз. Семинара по структуре дислокаций и механическим свойствам металлов и сплавов. Ин-т физики металлов Уральского научного центра АН СССР, Свердловск (1984). С. 39.
3. Г.В. Бережкова, Н.П. Сковцова. Латв. журн. физ.-техн. наук **4** (1991) 34.
4. В.И. Smirnov. Mater. Sci. Eng. A **233** (1997) 56.
5. Е.Б. Борисенко, А.Г. Мелентьев. ФТТ **47** (2005) 1232.
6. Н.П. Сковцова ФТТ **48** (2006) 70.
7. Н.П. Сковцова, Е.А. Кривандина, Д.Н. Каримов. Тез. Докл. III Международной конференции по физике кристаллов "Кристаллофизика XXI века". М, МИСиС (2006). С. 197.
8. Б.И. Смирнов, В.И. Николаев. ФТТ **35** (1993) 1840.
9. В.А. Старенченко, Ю.А. Абзаев, Н.А. Конева ФММ **64** (1987) 1178.
10. Г.А. Малыгин. УФН **169** (1999) 979.
11. Н.П. Сковцова. ФТТ **37** (1995) 3347.
12. N.P. Skvortsova. Cryst. Res. Technol. **31** (1996) 373.
13. Н.П. Сковцова. Материаловедение **4** (1999) 10.
14. Н.П. Сковцова. Кристаллография **47** (2002) 697.

THE TEMPERATURE STABILITY OF THE DISLOCATION STRUCTURE AND ITS RELATIONSHIP WITH PLASTICITY OF IRIIDIUM AT ELEVATED TEMPERATURES

Vorberg S., Murakumo T.*, Harada H.*, Panfilov P.**

University of Applied Science, Jena, Germany;

** National Institute for Materials Science, Tsukuba, Japan;*

*** Urals State University, Ekaterinburg, Russia*

peter.panfilov@usr.ru

Refractory FCC-metal iridium exhibits anomalous deformation and fracture behavior by being high plastic but possessing intrinsic brittleness. Investigation of the processes on the dislocation level of microstructure is the key for the solving of the iridium problem. This work is aimed to a search of the relationship between evolution of dislocation structure and high temperature properties of polycrystalline iridium and its classic alloys. In situ heating of the thin foils were carried out in TEM facility at 20°C-1200°C. These findings were compared with the results of tensile tests of iridium wires at the same temperatures and the literature data. Dislocation structure of the thin foils in the initial state represents itself single dislocations and dislocation pileups (with some quantity of dislocation dipoles). According to the visual estimations, its morphological features do not change until the temperature of 1100°C. At more high temperatures, the visible number of dislocations decreases and the objects, which may be attested as dipoles disappear. The temperature of 1000°C-1100°C is specific point for deformation behavior of polycrystalline iridium, since after it the total elongation of samples begins rising (necking increases, too). This deformation behavior may be explained in the frames of well-known empirical models of plasticity and dislocation theory.

This work was partially supported by the Japan Society for the Promotion of Science (JSPS) (# PE 04072) and the Russian Foundation of the Basic Researches (# 04-03-32073).

MECHANISMS OF PLASTICITY AND FRACTURE IN CRYSTALS UNDER LOW AND SHOCK-WAVE STRESSES

Kisel V. P.

Institute of Solid State Physics, Chernogolovka,
kisel@issp.ac.ru

The effect of applied compressive/extension stresses, s ($s = 0.6S$ to $95S$, where S is the resolved shear stress) and stress rates (10 to 10^6 MPa/sec) on dislocation dynamics was investigated in pure NaCl and InSb single crystals in the temperature range $T = 4 \cdot 10^{-3}$ to $0.945 T_{\text{melt}}$, T_{melt} is the melting point. The general damping character of dislocation unpinning, motion and multiplication (work hardening of crystals, WH) under creep and interrupted loadings manifests in the ultimate mean path lengths of individual dislocations (UMPID). Having covered a certain UMPID determined by crystal prehistory and test parameters, the dislocations exposed to successive exhausting multiplication and then fracture thus forming point defects, slip lines, slip bands, sub-grains, grain boundaries, nano- and microcracks, macrocracks in series in all the materials [1–2].

The first important finding of this work is the fact that the dependences of the UMPID versus creep, impulse, impact and shock wave stresses, temperature and impurity concentration are topologically similar to the conventional macroscopic strain-stress WH curves for the same crystals and test parameters. As for microscopic stresses for dislocation motion and multiplication the concentration dependences of flow stresses under fixed strains or fracture stresses at low and ultra-low temperatures and strain rates [2–4] are similar to the same dependences of impact/shock wave stresses and stress rates at normal and elevated temperatures [4–6]. The climb, dislocation cross-slip and athermal bowing mechanisms are confirmed by the same so-called “memory effect” at low (Figs 23–24 in [7]) and ultra-high ($s \sim 95S$, [8]) stresses and stress rates, because dislocation dipoles are left in the wake of expanded dislocation loops along the whole deformation WH curve. This means that the same micromechanisms govern the dislocations and macroscopic flow up to the flow stresses in nanostructured (NSC) and fractured crystals.

The second important finding is that the micro-/macro-WH varies nonmonotonously to crystal softening according to the pulse length of the unloadings (restore time), and these dependences are the same for micro-/macroscopic flow up to the extremely high values in NSC crystals [9] and fractured oriented polymers [10]. The last fact and the similarity of the other features of deformation and fracture of crystals and polymers at various length scales corroborate the universality of the micromechanisms of plastic flow and fracture in crystals and polymers due to same dislocation-like defects.

1. V.P. Kisel. *Physica Status Solidi (a)*, 1995, vol. 149, No 1, pp 61–68.
2. V.P. Kisel. In: “Mechanisms and mechanics of damage and failure” (ECF-11), Eds. J.Petit et al., EMAS, Warley, UK, 1996, vol.1, pp.145–150. Abstracts of the V Int. Conf. on the Fundamentals of Fracture (ICCF-V), Aug.18–21,1997, NIST, Gaithersburg, Maryland, USA, pp 28–29.
3. N.S. Kissel and V.P. Kisel, *Mater.Sci. Engn.A*, 2001, vol. 309–310, pp 97–101.
4. A.K. Mukherjee, W.G. Fergusson, et al. *J. Appl. Phys.*, 1966, vol. 37, No 10, pp 3707–3713.
5. V.P. Kisel. *J. Phys. (Paris)*, 1985, vol. 46, Suppl. No 12, pp C10–(529–532).
6. S.V. Razorenov, G.I. Kanel’ et al. *Fiz. Metal. Metalloved.*, 2003, vol. 95, No 1, pp 91–96.
7. J.J. Gilman, W.G. Johnson. *Solid State Physics*, 1962, vol. 13, pp 147–222.
8. E.V. Darinskaja, A.A. Urusovskaja, et al., *Fiz. tverd. Tela*, 1982, vol.24, No 3, pp 940–941.
9. R.Z. Valiev, I.V. Aleksandrov, *Doklady Acad. Nauk*, 2001, vol. 380, No 1, pp 34–37.
10. V.R. Regel, F.I. Slutsker, E.T. Tomashevskii. *Kineticheskaja priroda prochnosti tverdykh tel*, Moscow, Nauka, 1974, 560 pp (in Russian).

О ЕДИНСТВЕ ДЕФОРМАЦИОННЫХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛОВ И ВОДЫ

Кисель В. П.

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка

kisel@issp.ac.ru

1. Из рис.1а,б в [1] следует, что, как и в кристаллах при магнитоэластическом эффекте (МПЭ), заметный макроскопический МПЭ в воде, фиксируемый по относительному изменению макроскопического угла смачивания (МУС) (поверхностного натяжения, являющегося характеристикой механической жесткости жидкости – аналогом предела упругости), наблюдается только:
 - а) при активной деформации воды (при возвратно-поступательном движении с $f = 0,5$ Hz или течении с постоянной скоростью 0,2 м/сек). Однако в квазистатических условиях (аналог – кристаллы с введенными дислокациями, но не подвергаемые нагружению) при воздействии магнитного поля МПЭ в воде слабее, чем в условиях ее деформации. Это связано с тем, что в кристалле с дислокациями всегда происходит их спонтанное перемещение под действием внутренних напряжений, проявляющееся в постоянном присутствии так называемого “мгновенного” скачка пробегов дислокаций к моменту травления или приложения магнитного поля [6–7]. Для воды точно такую же роль играют всегда присутствующие в покоящейся жидкости конвекционные течения [2]. Таким образом, с возрастанием скорости и степени деформации воды МПЭ в ней усиливается.
 - б) при введении кластеров-преципитатов примесной фазы (при переходе от закаленного к отожженному состоянию кристаллов). Для воды – это кластеры газообразного O_2 ; при этом изменения в рамановском спектре рис.2в – подтверждают наличие деформаций (изгибы и растяжения) в сетке водородных связей воды подобно тому, как это наблюдается вокруг преципитатов в твердых телах – источников напряжений для двойного поперечного скольжения дислокаций (ДПС)[3,5]. Введение в воду ионных электролитов Na^+Cl^- , K^+Cl^- , $Ca^{2+}Cl_2^{-2}$ (10^{-2} моля) не оказывает влияния на МУС, вероятно, из-за слабой кластеризации этих ионов в сильно разбавленных растворах и, соответственно, малых механических возмущений в сетке водородных связей. Тот факт, что только наличие O_2 (или O_2 в составе воздуха) в воде имеет значение для наблюдения МПЭ, а присутствие только N_2 или CO_2 в воде такого влияния на МУС не оказывает, по мнению авторов статьи, означает, что крупными источниками внутренних напряжений являются клатрато-гидраты O_2 в воде, наблюдаемые в микроскопе [2]. Это согласуется с тем, что после постепенного возвращения МУС к исходной величине с прекращением действия магнитного поля, рамановский спектр воды также восстанавливается. Это соответствует снятию внутренних напряжений (возврат и отжиг) в кристаллах после деформации. Аналогичный эффект дают нагревание, добавление полярной жидкости (нейтрализация оборванных связей) или ультразвуковая обработка омагниченной воды (клатрато-гидраты O_2 растворились). Таким образом, с ростом концентрации примесной фазы (в воде – до 10^{-3} мол/дм³ O_2) и размеров кластеров величина МПЭ возрастает – Рис 1а. Ранее сообщалось, что очистка воды от растворенного в ней воздуха способствует смешиванию ее с маслом при циклической деформации (как в технологиях гомеопатии, механического сплавления, акустохимии, механохимии). Это согласуется с тем, что при увеличении поверхностного натяжения воды наблюдается быстрый рост крупных преципитатов новой фазы (сравни с разделом 5).
 - в) возрастание степени деформации (разделы а-б) в кристаллах способствует увеличению концентрации оборванных связей, вакансий и междоузлий, что для во-

ды соответствует в том числе и увеличению концентрации гидроксильных групп OH^- . Казалось бы, увеличение числа оборванных водородных связей должно ослаблять жесткость омагниченной воды. Однако данные о коррозионных свойствах воды после МПЭ свидетельствуют о снижении в ней количества гидроксильных групп Рис. 2d [1]. Многочисленные факты тождественности деформационных свойств воды и твердых тел [6], а также толкование разупрочнения воды как и кристаллов при МПЭ через деформационное разупрочнение объясняет понижение концентрации этих дефектов [3]. Авторы [1] наблюдаемый эффект объяснить не могут.

2. Из рис.1в [1] следует, что, как и в кристаллах, кинетические зависимости МУС имеют характерную S-образную зависимость от времени t магнитной обработки: наличие времени задержки перед механическими изменениями, как во время МПЭ, так и после него, уменьшение/возрастание МУС и выход его величины на стационарное значение или насыщение.
 3. Разупрочнение твердых тел обычно ведет к возрастанию их электросопротивления, что наблюдается и для воды при МПЭ - Рис. 2с[1].
 4. Циклическая вольтамметрия (деформация аэрированной воды током) также вызывает эффект разупрочнения, проявляющийся в увеличении электросопротивления и движении электронов от атомов водорода - окисление воды. Возникающая при этом сила Лоренца объясняет известное влияние магнитного поля на окисление, химические реакции, фазовые переходы, магнетосопротивление и т.д. (в основе которых лежит деформация молекул, микро- и макроскопических тел) [6].
 5. Понижение внутренних напряжений в омагниченной воде способствует понижению скорости и изменению формы роста кристаллов CaCO_3 - Рис. 2е, 3 [1].
 6. Данные разделов 1-5 свидетельствуют о полном подобии МПЭ в кристаллах и жидкостях, причем, для объяснения всей совокупности данных нет никаких оснований для привлечения механизмов спиновых реакций или магнетонного механизма. Существующие данные по возможному существованию магнитных моментов в расплавах металлов [9] не могут объяснить наблюдаемые эффекты, так как магнитное упорядочение в воде и кристаллах должно их упрочнять. Изучение всех аспектов МПЭ в кристаллах свидетельствует об определяющей роли силы Лоренца, способствующей быстро скользящим вдоль движущихся винтовых дислокаций заряженным ступенькам преодолевать примесные преципитаты [10-11]. В движущейся воде с кластерами роль заряженных ступенек могут играть оборванные связи молекул.
- а) О реальной возможности решающей роли силы Лоренца в МПЭ в кристаллах свидетельствуют *in-situ* наблюдения скользящих ступенек на дислокациях в электронном микроскопе, а также:
 - б) локальная сила Лоренца, действующая на ступеньку, набегающую на тормозящий преципитат, сопоставима по величине с силами, вызывающими макроскопический (1–100%) акустопластический эффект при осциллирующих нагрузках $< 10^{-4}\text{S}$ (S - напряжение течения) и $<< 10^{-5}\text{S}$ для единичных дислокаций, действующих вне плоскости скольжения (как в области пластичности, так и при разгрузке в квазиупругой области) [4]; оценки напряжений для движения дислокаций во вторичном рельефе Пайерлса меньше и этих оценок [5];
 - с) МПЭ зависит от ориентации магнитного поля по отношению к направлению движения винтовых сегментов на краевых дислокациях в полном соответствии с ориентацией движущей силы Лоренца. Резкое снижение подвижности дислокаций при медленном увеличении-снижении магнитного поля (рис.1а в [7]) находится в полном соответствии с влиянием скорости изменения нагрузки на параметры двойного поперечного скольжения (ДПС) дислокаций у преципитатов [3,5];

- d) С возрастанием магнитного поля увеличение количества дислокаций, движущихся по направлению от царапины [8], соответствует обычному возрастанию числа аналогично движущихся дислокаций под действием возрастающего механического напряжения, что также свидетельствует о единстве действия механических сил при деформации и МПЭ, одновременно как расширяющих сегменты и увеличивающих возвращающие идвигающие их вперед силы, так и закрепляющих/тормозящих дислокации скользящими и переползающими ступеньками, образовавшимися при ДПС дислокаций у кластеров/преципитатов по мере их продвижения вперед [5].

Список литературы

1. Otsuka I., Ozeki S. J. Phys. Chem. B. 2006, v. 110, No 4, pp 1509-1512.
2. Смирнов А.Н., Лапшин В.Б., Балышев А.В., Лебедев И.М., Гончарук В.В., Сыроешкин А.В. Химия и технология воды. 2005, т. 27, No 2, стр. 111-123.
3. Смирнов.Б.И. Дисл. структура и упрочнение кристаллов. Л, Наука, 1981,с.123, рис. 82.
4. Лебедев А.В., Буренков Ю.А., Голубенко Т.И. ФТТ, 1999, т. 35, No 2, с. 420-430.
5. Kisel V.P. Mater. Sci. Eng. A, 1993, v. 164, pp 356-359; *Ibid.* 2001, v. 309-310, pp 97-101.
6. Kisel V.P.et al. Proc.2nd Int.Conf. Funct.Foods for Cardiovascular Diseases,Dallas, Nov. 2005
7. Альшиц В.И., Даринская Е.В., Петржик Е.А. ФТТ, 1993, т. 35, No 2, с. 320-323.
8. Даринская Е.В.,Петржик Е.А.,Ерофеева С.А.,Кисель В.П.Письма ЖЭТФ,1999,т.70, с.298
9. Patty M.,Schoen K.,MontfrooijW.УФН,2005,175-862 <http://arXIV.org/abs/cond-mat/0506612>
10. Kisel V.P. Physica Status Solidi 1976 (a), v. 36, No 1, pp 297-306.
11. Зуев Л.Б.Физика электропластичности щел.-гал.кристал.,Новосибирск,Наука,1996,120с.

СВЕТ КАК ИСТОЧНИК ДЕФОРМАЦИИ. ФОТОПЛАСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ВОДЕ [1]

Кисель В. П.

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка
kisel@issp.ac.ru

Из литературы хорошо известно, что при освещении полупроводниковых углеродных нанотрубок на их концах возникает разность потенциалов в 1,5 V. Однако из данных работы [1], рис. 2с следует, что возникающая при освещении углеродных нанотрубок в системе нанотрубки–вода разность потенциалов в 1,5 V недостаточна для активной анодной реакции разложения аэрированной воды, поскольку этот процесс начинается лишь при внешнем напряжении $U = 2,35$ V.

1. Однако эксперимент показывает, что быстрые незатухающие вспышки, освещающие жесткую систему С-нанотрубка – вода, создают большое количество газообразного H_2 по реакции окисления воды $H_2O = 1/2O_2 + 2H^+ + 2e$, сопровождающейся естественной эмиссией избыточных зарядов [2].
2. В то же время при освещении быстрыми вспышками более пластичной системы графит-вода (упрочнение воды на границе углерод-вода слабее [3]) число продуктивных вспышек быстро затухает. Важно отметить, что при этом усиление затухания во втором случае вызвано не исчерпанием запаса неразложившейся воды и не отсутствием генерации 1,5 V, как это могло быть в случае полупроводниковых нанотрубок, а прежде всего из-за увеличения порогового значения энергии для

оптического пробоя в более пластичной среде потому, что именно пластификация воды, как, например, при МПЭ в [1], рис. 2с, увеличивала значения пороговых напряжений в вольтамперных зависимостях. Соответственно, это проявляется в заметно меньшем выделении газа H_2 и в отсутствии видимой эмиссии тока.

3. Такое же различие свойств типично для деформации воды различной жесткости [1,4], а также для фотопластического эффекта (ФПЭ) как в твердых телах, так и в воде при высокоскоростном нагружении, поскольку в воде эффект [2]
 - a) зависит от прерывания и скорости нагружения (освещения),
 - b) зависит от вида, состояния и определенного содержания примесей (воздуха в воде [1]),
 - c) зависит от степени деформации и упрочнения среды,
 - d) сопровождается фототоком,
 - e) коррелирует с остальными различиями деформационных свойств воды с разной поверхностным натяжением (степенью жесткости или упрочнения) [1].
 - f) подтверждается деформационными свойствами света в твердых телах и биологических тканях [1,4,5].

Список литературы

1. Otsuka I., Ozeki S. J. Phys. Chem. B. 2006, v. 110, No 4, pp 1509-1512
2. Guo D-Z., Zhang G-V, Zhang Z-X. et al. J. Phys. Chem. B, 2006, v. 110, No 4, pp 1571-1575
3. Кисель В.П. Сб. трудов "Нетрадиционные природные ресурсы, инновационные технологии и продукты". Вып.10. М, РАЕН, 2003, с.183-196. www.treskunov.narod.ru
4. Kisel V.P., Kisel N.S. Proc. 2nd Int. Conf. "Functional Foods for Cardiovascular Diseases", 15-16 Nov. 2005, Dallas, TX, USA, 21 pp (printed in April 2006).
5. Kisel V.P. Preprint cond-mat/0009246 at <http://xxx.lanl.gov> (2000)

IMPACT EVIDENCE FOR THE LOCALIZED DEFORMATION ORIGIN OF INSULATING-METAL-SUPERCONDUCTING TRANSITION IN SOLIDS

Kisel V. P.

*Institute of Solid State Physics, Chernogolovka,
kisel@issp.ac.ru*

Electroplastic, electromigration, electrodeposition/dissolution, electrical breakdown, and ionic conductivity effects evidenced for the key role of 2 (3)-dimensional deformation mechanisms in the electric properties of solids [1-2]. The electrical charges in solids slightly deform the matrix, and their motion through the crystal lattice can be well described by dislocation motion and multiplication [1]. So, various thermal and predeformation-treatment effects on microstructural evolution, current flow and lifetime processes can be considered like the same effects on plastic flow and fracture (electrical breakdown) in solids, liquids, gases and biological tissues [3]. This study shows that it is the sharp jump in thermally induced contraction of various materials under cooling that is the cause of normal-superconducting transition due to the sudden drop of lattice-friction losses for deformation nucleation and motion for charges as it was under standard deformation [1]. The deformation structures around charges are extremely localized in the hardened matrix, so the number of deformation relaxation channels and current-conducting molecular bonds around the charges during the subsequent crystal cooling/hardening are catastrophically

decreasing down to the minimal 1-dimensional stabilized quasi-elastic zones [3-4]. This stimulates electron coupling and hopping between them with practical absence of energy loss for charge movement through the especially strengthened material (normal- superconducting, superfluid transitions) [5]. Magnetoplastic effect explains the effects of amplitude, frequency, orientation of magnetic field on super- and normal conductivity, superfluidity, physical and chemical processes, etc.

1. Kisel, V.P., et al. Proc. Symp. Micro-Nanocryogenics, 1-3.08.1999, Jyväskylä, Finland, Res. Rep. 3/99, pp 48-51.
2. Kisel, V.P. 2nd Int. Conf. Cryocrystals-Quantum Crystals, Polanica-Zdroj, 7-12.9.1997, Abstr. No P1-13, P2-24.
3. Kisel V.P., Kisel N.S. Mater. Sci. Engn. A, 2001, v. 309-310, pp 97-101; in: Functional Foods for Chronic Diseases, ed. by D.M. Martirosyan, D & A Inc., Richardson, TX, 2006, pp 213-234.
4. Joachim C., Gimgevski J.K., Schlittler R.R., Chavy C. Phys. Rev. Lett. 1995, v.74, pp 2102-2105.
5. Kisel V.P., cond-mat/0009246.

UNIVERSALITY OF DISLOCATION MECHANISMS IN CRYSTALLINE AND FLUX-LINE LATTICES OF LOW- AND HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCTORS

Valery P. Kisel V. P., Barkov T. L.

Institute of Solid State Physics, RAS Chernogolovka

The remarkable finding of this work is the strict identity of the parameters of jump-like and continuous flux penetration into low- and high-temperature films, ceramics, single crystals and of dislocation dynamics in various crystalline lattices (CL). It applies equally to the flux-line lattices (FLL) and to the disordered flux-line structures (DFLS), etc. This is confirmed by the every detail of their common features: the nature of deformation sources, surface and size effects, the same sigmoidal (three stages) forms of time, temperature-, stress- and stress-field, sweep-rate dependences of the mean paths of dislocations and magnetic structures, the same scaling of H_{c1} , H_{c2} for FLL and DFLS and for the starting and flow stresses at fixed strains in CL [1,2], etc. This corroborates the identity of the deformation mechanisms in FLL, CL and the disordered structures and the work-hardening roots in the origin of superconductivity in solids [1,2].

1. V.P. Kisel, Proc. Symp. Micro-Nanocryogenics, Aug. 1-3, 1999, Finland, Res. Rep. 3/99, pp 48-51;
2. cond-mat/0009246; Uzbek J. of Physics, v. 2, No 1, pp. 89-93 (2000).
3. N. S. Kissel, V. P. Kisel, Mater. Sci. Engn. A, v. 309-310, pp 97-101 (2001).

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНОГО СОСТОЯНИЯ НА ПРОЧНОСТНЫЕ И УПРУГО-ПЛАСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НИКЕЛИДА ТИТАНА ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ.

Разоренов С. В., Гаркушин Г. В., Канель Г. И.

Институт Проблем Химической Физики РАН, Черноголовка
razsv@fcp.ac.ru

Представлены результаты исследований поведения сплава с памятью формы $Ti_{49,4}Ni_{50,6}$ в исходном крупнозернистом состоянии и в состоянии после интенсивной деформации в условиях высокоскоростного ударно-волнового деформирования в диапазоне температур от $-50^{\circ}C$ до $140^{\circ}C$. Результаты измерений подтвердили влияние превращения на предел текучести материала в субмикросекундном диапазоне длительностей нагрузки и его возрастание с нагревом. Интенсивная пластическая деформация привела к ускорению мартенситного превращения в волне сжатия и понижению откольной прочности материала примерно на 15%, в отличие от железа и титана, где наблюдалось возрастание откольной прочности после деформационного измельчения структуры.

Проведены две серии экспериментов с крупнозерненными образцами сплава $Ti_{51,1}Ni_{48,9}$ (средний размер зерна ~ 100 мкм) и субмикрокристаллическими образцами сплава $Ti_{49,4}Ni_{50,6}$, полученными путем интенсивной пластической деформации методом равноканального углового прессования при температуре $450^{\circ}C$ и $\alpha = 110^{\circ}$, имеющими около 70% зерен размером $0,1 \div 0,3$ мкм, размер остальных зерен составлял $0,3 \div 1$ мкм. Начальная плотность образцов составляла $\sim 6,43$ г/см³, продольная и сдвиговая скорости звука, измеренные методом сквозного прозвучивания, составили $c_l = 5,14 \pm 0,06$ км/с и $c_s = 1,8 \pm 0,06$ км/с для сплавов обеих структур. Нагружение плоских образцов толщиной 2,5–3 мм осуществлялось путем соударения алюминиевой пластины толщиной 0,4 мм, разогнанной до скорости 630 ± 30 м/с с помощью специальных взрывных генераторов плоских ударных волн [1]. Тем самым изучалось влияние интенсивной деформации на прочностные свойства материала. Характер деформирования и разрушения, а также количественные характеристики процесса: давление ударного сжатия, толщину откольной пластины, критические растягивающие напряжения при отколе, скорость деформирования перед разрушением, динамический предел упругости определялись из анализа профилей скорости свободной поверхности образцов. Непрерывная регистрация волновых профилей в процессе нагружения осуществлялась с помощью оптически симметричного двухлучевого лазерного интерферометра “VISAR” [1]. Для вычисления параметров нагружения использовалась ударная адиабата никелида титана в виде $D = 4,17 + 2,085u$ [2]. Эксперименты проводились в интервале начальных температур образцов от $-80^{\circ}C$ до $+140^{\circ}C$, то есть температурный диапазон испытаний включал области устойчивости аустенитной и мартенситной фаз и область термоупругих мартенситных превращений B2–R–B19'. Результаты измерений приведены на рис.1.

На измеренных волновых профилях регистрируется выход на поверхность упругопластической волны сжатия и следующей за ней волны разрежения. Время нарастания в пластической волне определяется вязкостью материала, которая в данном случае зависит, в том числе, от скорости мартенситного превращения. Отражение импульса сжатия от свободной поверхности образца сопровождается генерацией растягивающих напряжений, что в условиях проведенных испытаний приводило к разрушению (отколу) внутри испытуемого образца. Релаксация растягивающих на-

пряжений при разрушении вызывает появление волны сжатия, выход которой на поверхность дает второй подъем скорости последней – так называемый «откольный импульс». Величина Δu_{fs} спада скорости от максимума до значения перед фронтом откольного импульса пропорциональна разрушающему напряжению при отколе – откольной прочности [1, 3].

Результаты измерений подтвердили влияние превращения на предел текучести материала в субмикросекундном диапазоне длительностей нагрузки. В опытах при комнатной температуре регистрируемый предел упругости при одноосном ударном сжатии (HEL) оказался близким к нулю. При этом ударное сжатие сплава сопряжено, как и следовало ожидать, со значительными диссипативными эффектами. При 80 °С предел упругости возрастал до 2,5 ГПа. С другой стороны, понижение температуры испытаний до –60 °С не привело к существенным изменениям в структуре волны сжатия и не повлияло на величину регистрируемого предела упругости.

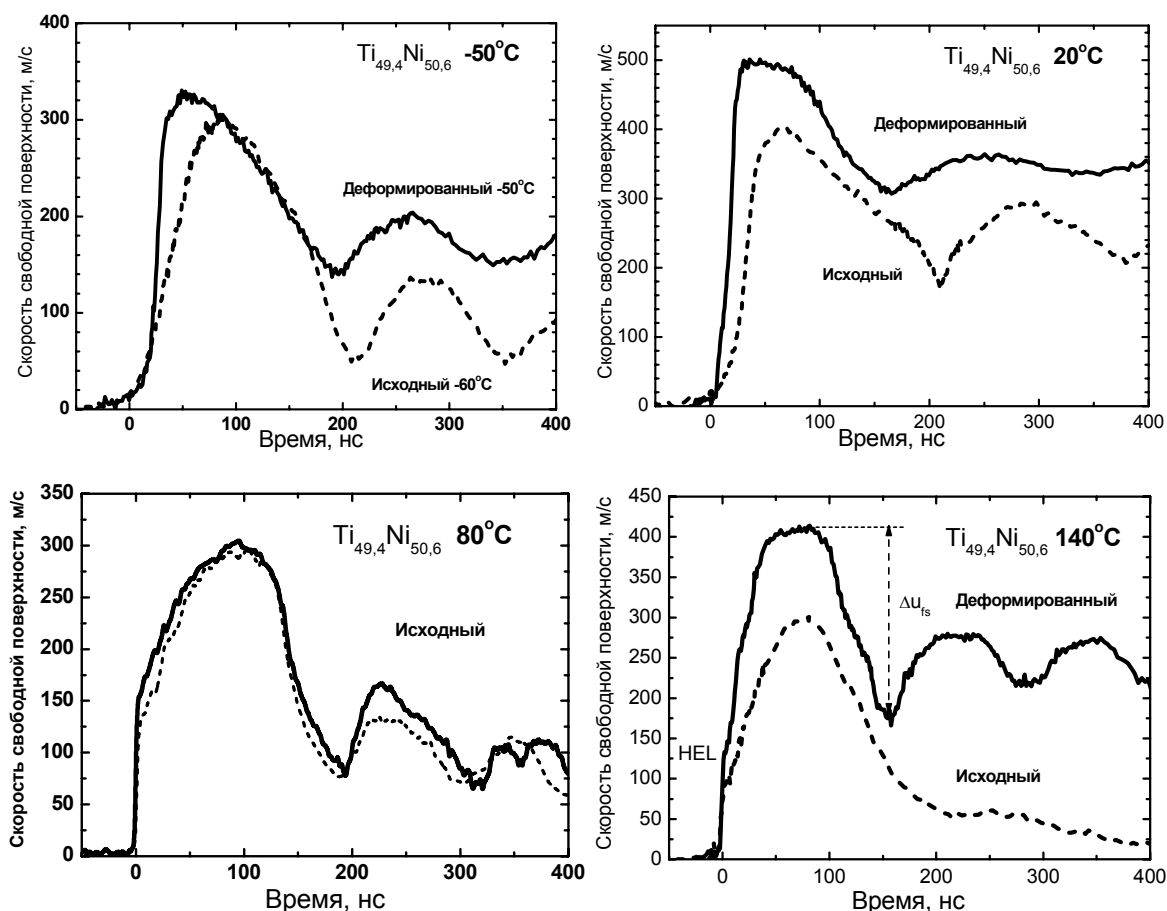


Рис. 1. Профили скорости свободной поверхности образцов сплава Ti_{49.4}Ni_{50.6}, в исходном состоянии и после интенсивной пластической деформации при различных температурах.

Величина разрушающих напряжений при отколе колеблется вблизи $3,7 \pm 0,2$ ГПа для исходного материала; ее зависимость от температуры незначительна. С другой стороны, характер релаксации напряжений при отколе существенно изменяется при нагреве выше температуры превращения в фазу B2. Измеренные профили скорости свободной поверхности показывают, что при комнатной и пониженной температурах откольное разрушение завершается за время порядка 150 нс, а при повышенных температурах откалывающаяся пластина сохраняет достаточно прочную связь с остальной частью образца в течение по крайней мере 500 нс. Этот эффект, по-видимому, является следствием превращения аустенит-мартенсит при растяжении и связанной с этим релаксации растягивающих напряжений.

Поведение образцов, подвергнутых интенсивной пластической деформации, в целом мало отличается от поведения исходного материала. Влияние деформации проявляется в некотором уменьшении характерной вязкости материала (то есть увеличении скорости мартенситного превращения) при нормальной и пониженной температурах, небольшому возрастанию предела упругости при повышенной температуре. Откольная прочность высокотемпературной фазы В2 после интенсивной деформации осталась практически неизменной. В то же время испытания при комнатной и пониженной температурах демонстрируют понижение прочности деформированного материала примерно на 15 %. Заметим, что в случае титана [4] и железа [5] откольная прочность после интенсивной пластической деформации, напротив, возросла на 5% и 40%, соответственно. Это различие указывает, по-видимому, на специфический механизм инициирования разрушения в никелиде титана, в который определен вклад может вносить его полиморфное превращение. Во всяком случае, признаки мартенситного превращения никелида титана под действием интенсивных растягивающих напряжений в зоне откольного разрушения действительно наблюдались экспериментально [6].

Детальные измерения структуры интенсивных волн сжатия и разрежения в материале с памятью формы проведены впервые и представляются содержательными с точки зрения развития кинетических моделей явления. Следует, однако, заметить, что не все детали измеренных волновых профилей имеют аналогии с наблюдавшимися при исследовании поведения других материалов в условиях ударно-волнового нагружения и поддаются однозначной трактовке.

Работа выполнена в рамках комплексной Программы научных исследований Президиума РАН «Исследование вещества в экстремальных условиях» и при поддержке гранта РФФИ № 06-02-17057-а. Авторы выражают благодарность профессору Колобову Ю.Р. и его сотрудникам (ИПФМ СО РАН, г Томск) за подготовку образцов и их тестирование и Ермолову Л.Г. за помощь в подготовке и проведении взрывных экспериментов.

Список литературы

1. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортов В.Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. (М.: Янус-К, 1996, 407 с.)
2. M.van Their (Ed) // Compendium of shock wave data (Livermore: LLL Report UCRL-50108), 1977, p. 651-653
3. Antoun T., Seaman L., Curran D.R., Kanel G.I., Razorenov S.V., Utkin A.V. Spall Fracture. (New York: Springer, 2003, 404 p.)
4. С.В. Разоренов, А.С. Савиных, Е.Б. Зарецкий, Г.И. Канель, Ю.Р. Колобов. Влияние предварительного деформационного упрочнения на напряжение течения при ударном сжатии титана и титанового сплава. Физ. Твердого тела, **47**(4), 639-645 (2005).
5. Г.И. Канель, С.В. Разоренов, В.Е. Фортов. Субмикросекундная прочность материалов. Известия РАН. Механика твердого тела, 2005, № 4, с. 86-111
6. A.M. Thakur, N.N. Thadhani, R.B. Schwartz. Martensitic transformation in NiTi alloys induced by tensile stress pulses. In: Shock Compression of Condensed Matter – 1989, ed. S.C. Schmidt et al., Elsevier, 1990, p. 139-142

ВЛИЯНИЕ СТАРЕНИЯ ПОД РАСТЯГИВАЮЩЕЙ И СЖИМАЮЩЕЙ НАГРУЗКОЙ НА ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ Ti–50,8ат. %Ni

Панченко Е. Ю., Овсянников А. В., Чумляков Ю. И.

ОСП «Сибирский физико-технический институт», Томск,
panchenko@spti.tsu.ru

В данной работе при старении $[\bar{1}11]$ монокристаллов Ti–50,8ат. %Ni при $T = 673\text{K}$ в течение 1–1,5 ч. в свободном состоянии, под растягивающими и сжимающими напряжениями 150 МПа получены нанокомпозиты с различными параметрами микроструктуры: числом вариантов и ориентацией габитуса дисперсных частиц Ti_3Ni_4 , не испытывающие мартенситных превращений (МП). Методами просвечивающей электронной микроскопии показано, что старение монокристаллов Ti–50,8ат. %Ni без внешней нагрузки приводит к образованию нанокомпозитов с четырьмя кристаллографическими вариантами линзообразных частиц Ti_3Ni_4 размером от 25 до 40 нм с плоскостями габитуса типа $\{111\}$ (состояние А). Старение под растягивающими напряжениями вдоль $[\bar{1}11]$ направления приводит к росту одного варианта частиц с габитусом почти параллельным оси растяжения (состояние В), тогда как старение под сжимающей нагрузкой $[\bar{1}11]$ кристаллов способствует росту одного варианта частиц Ti_3Ni_4 с плоскостью габитуса перпендикулярной оси сжатия (состояние С). Размер и объемная доля частиц оказываются одними и теми же в состояниях А, В, С при данной температуре и продолжительности старения.

Экспериментально установлено, что величина эффекта памяти формы (ЭПФ) и сверхэластичности (СЭ), температурный интервал СЭ, температурный и механический гистерезис определяются числом вариантов дисперсных частиц Ti_3Ni_4 и ориентацией их габитуса по отношению к оси растяжения.

1. В нанокомпозитах А, В и С развитие R–B19' МП при охлаждении/нагреве характеризуются «несимметричным» температурным гистерезисом: температурный интервал прямого МП $M_s - M_f = 60 \div 75\text{ K}$ (M_s, M_f – температуры начала и конца прямого R–B19' МП при охлаждении) превышает более, чем в 2 раза температурный интервал обратного превращения $A_f - A_s = 22 \div 30\text{ K}$ (A_s, A_f – температуры обратного B19'–B2 превращения при нагреве), величина температурного гистерезиса $\Gamma_2 = A_s - M_f = 90 \div 120\text{ K}$ больше величины $\Gamma_1 = A_f - M_s = 50 \div 68\text{ K}$. Данные различия обусловлены стабилизацией B19'-мартенсита за счет высокой плотности геометрически необходимых составных двойников $\langle 001 \rangle \{100\}$, которые возникают в мартенсите для сохранения совместности мартенситной деформации матрицы и упругой деформации частиц Ti_3Ni_4 .

2. Показано, что в $[\bar{1}11]$ монокристаллах Ti–50,8ат. %Ni, содержащих частицы размером $d_{\text{cp}} = 30\text{ нм}$, величина ЭПФ, СЭ, температурный интервал СЭ зависят от числа вариантов и ориентации габитуса частиц относительно растягивающего напряжения: в состоянии В величина ЭПФ ($\varepsilon_0 = 9,8 \pm 0,3\text{ (\%)}$), величина СЭ ($\varepsilon_{\text{СЭ}} = 8,8 \pm 0,3\text{ (\%)}$), температурный интервал СЭ ($\Delta T_{\text{СЭ}} = 90\text{ K}$) имеет большие значения, чем в состоянии А ($\varepsilon_0 = 8,0 \pm 0,3\text{ (\%)}$, $\varepsilon_{\text{СЭ}} = 7,7 \pm 0,3\text{ (\%)}$, $\Delta T_{\text{СЭ}} = 60\text{ K}$) и состоянии С ($\varepsilon_0 = 8,9 \pm 0,3\text{ (\%)}$, $\varepsilon_{\text{СЭ}} = 7,5 \pm 0,3\text{ (\%)}$, $\Delta T_{\text{СЭ}} = 60\text{ K}$).

3. В нанокompозитах А, В и С обнаружено уменьшение величины механического гистерезиса более, чем в 2 раза в температурном интервале СЭ. Такого эффекта не наблюдается в случае крупных частиц размером $d > 100$ нм. Механический гистерезис $\Delta\sigma$ зависит от числа вариантов частиц и их ориентации относительно оси растяжения: минимальные значения $\Delta\sigma$ достигается в В-кристаллах ($\Delta\sigma = 125$ МПа), максимальное в С-кристаллах ($\Delta\sigma = 200$ МПа), А-кристаллы имеют промежуточное значение ($\Delta\sigma = 160$ МПа).

4. На кривых «напряжение-деформация» для А- и С-кристаллов обнаружено два предела текучести: первый предел текучести $\sigma_{кр}^{(1)}$ при $M_s < T < T_R$ (T_R – температура начала В2–R МП) связан с деформацией R-фазы и слабо уменьшается с ростом температуры испытания, а при развитии В2–R МП под нагрузкой при $T > T_R$ $\sigma_{кр}^{(1)}(T)$ линейно возрастает с увеличением температуры. Вторым пределом текучести $\sigma_{кр}^{(2)}$ характеризуется более высокими значениями напряжений и при $T > M_s$ линейно возрастает с ростом температуры, что связано с развитием R–В19' МП под нагрузкой. В С-кристаллах в температурном интервале $M_s < T < T_R$ при нагружении до $\sigma < \sigma_{кр}^{(2)}$ после снятия нагрузки наблюдается полностью обратимая деформация равная $1,1 \div 1,3$ % с очень узким механическим гистерезисом $\Delta\sigma = 20$ МПа. В А-кристаллах обратимая деформация уменьшается до 0,3%, а в В-кристаллах этот эффект не наблюдается.

5. Развита микромеханическая модель, которая объясняет зависимость величины ЭПФ, СЭ, механического гистерезиса, обратимой деформации в температурном интервале $M_s < T < T_R$ от числа вариантов частиц, их ориентации относительно оси растяжения $[\bar{1}11]$. Дисперсные частицы из-за различия параметров решетки частицы и матрицы создают в материале упругие поля напряжений и способствуют зарождению кристаллов мартенсита вблизи границ «частица-матрица» в направлениях типа $\langle 111 \rangle$ перпендикулярных габитусу линзовидных частиц. Следовательно, в А-кристаллах четыре варианта частиц при охлаждении будут способствовать зарождению четырех вариантов R-мартенсита и затем В19'-мартенсита, в В- и С-кристаллах должен возникать только один вариант R- и В19'-мартенсита. Физическая причина появления обратимой деформации в С-кристаллах при $M_s < T < T_R$ связана с переориентацией кристаллов R-мартенсита охлаждения под действием внешней растягивающей нагрузки и возвратом этих кристаллов при снятии нагрузки в исходное состояние в соответствии с внутренними полями напряжений от частиц. В А-кристаллах такой эффект, имеет место только для $\frac{1}{4}$ всех частиц. В В-кристаллах рассмотренная выше переориентация R-мартенсита не наблюдается, поскольку одни и те же направления как под действием внутренних локальных напряжений от частиц, так и внешних напряжений имеют максимальные значения факторов Шмида для роста R- и В19'-мартенсита под нагрузкой. Возникновение одного варианта В19'-мартенсита в В-кристаллах приводит к минимальным значениям механического гистерезиса $\Delta\sigma$ по сравнению с А- и С-кристаллами, в которых взаимодействие вариантов В19'-мартенсита, образовавшихся под действием внутренних и внешних напряжений приводит к увеличению сил трения при развитии В2–R–В19' МП под нагрузкой.

Работа выполнена при финансовой поддержке Грантов РФФИ – 05-08-17915, 06-08-08011офи.

ТРАНСФОРМАЦИЯ ГРАФИТОВЫХ ОСТРОВКОВ НА ПОВЕРХНОСТИ РЕКРИСТАЛЛИЗОВАННОЙ ПЛАТИНОВОЙ ФОЛЬГИ ПРИ ОДНООСНОМ РАСТЯЖЕНИИ

Князев С. А., Корсуков В. Е., Корсукова М. М., Обидов Б. А., Пронин И. И., Schierbaum K*.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург,
vjacheslav.korsukov@mail.ioffe.ru

*Institut für Experimentelle Physik der kondensierten Materie,
Heinrich-Heine Universität, Düsseldorf, Germany

Исследование влияния поверхностных напряжений на рост и структуру ультратонких пленок представляет большой интерес для нанотехнологии [1]. В частности, для создания наносенсоров используются окислы металлов (окись титана, окись ванадия и окись церия), выращенные на подложках Pt, Pd или Rh. При этом используются монокристаллические подложки, а окислы металлов образуют монослойные островковые структуры [2–4]. Недавно было показано [5], что под воздействием внешнего механического напряжения на поверхности (111) рекристаллизованной Pt фольги образуются упорядоченные террасы и ступеньки, что может послужить основой альтернативного метода получения ультратонких пленок металлических окислов с использованием в качестве подложки Pt фольги (вместо дорогостоящих монокристаллов). Было также установлено, что в процессе очистки и рекристаллизации Pt фольги образуются графитовые островки сегрегированного углерода с различной степенью покрытия поверхности фольги. Такие графитовые островки могут быть использованы в качестве модели для изучения влияния механических напряжений на поведение поверхностных островковых структур.

Целью настоящей работы является изучение влияния одноосного растяжения на строение островков графита, сформированных на поверхности платины (111).

Исследования проводились *in situ* методами дифракции медленных электронов (ДМЭ) и электронной оже-спектроскопии (ЭОС). В работе использовались полоски платиновой фольги (объемная чистота 99,99%) размерами 30x4x0,02 mm. Очистка и рекристаллизация поверхности платины проводилась серией чередующихся прогревов в сверхвысоком вакууме при температуре ~920 K и в атмосфере кислорода с парциальным давлением O_2 10^{-4} Pa при температуре ~850 K. Концентрацию углерода на поверхности образцов определяли методом ЭОС. Подготовленные таким образом образцы подвергались одноосному растяжению ($\sigma = 80 \div 100$ МПа, $\varepsilon = 3 \div 4\%$). Структура поверхности нагруженных образцов исследовалась *in situ* методом ДМЭ.

Полученные экспериментальные результаты иллюстрируются рисунками 1a и 1b. Из рисунка 1a видно, что кроме рефлексов, соответствующих поверхности Pt(111), в картине ДМЭ присутствуют дополнительные дугообразные рефлексы. Качественное подобие этой картины и картины дифракции от поверхности монокристаллической Pt(111), покрытой сверхтонкой пленкой графита (см., например рис.6 из работы [6]), свидетельствует о том, что и в нашем случае на поверхности платиновой фольги формируется пленка графита. Из данных ЭОС установлено, что сформированная монослойная пленка графита занимает примерно 50% площади поверхности подложки. Как следует из данных ДМЭ, двумерная решетка графита в разных островках имеет разную азимутальную ориентацию относительно решетки Pt подложки. Средняя величина разориентации составляет ~15° относительно направлений [112] поверхности Pt(111).

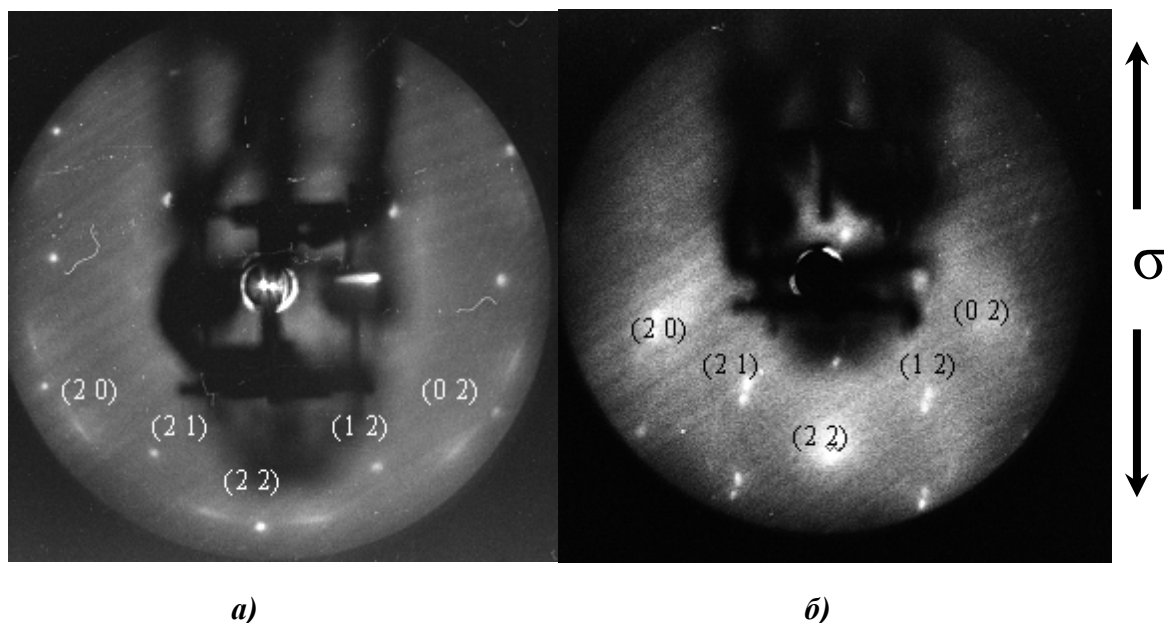


Рис. 1. Картины ДМЭ от поверхности (111) платиновой фольги, содержащей ~ 50 ат.% углерода: а) без внешней нагрузки, $\sigma = 0$, энергия электронов 197 eV; б) при механическом растяжении, $\sigma = 80$ МПа, энергия электронов 224 eV.

Из рис. 1б. видно, что под действием механического растяжения некоторые рефлексy от поверхности Pt(111) расщепляются в направлении [11-2], совпадающем с направлением приложения нагрузки. Это означает, что на поверхности Pt(111) образуется упорядоченная ступенчатая структура [5,7]. Образование такой структуры обусловлено выходом на поверхность платины линий и полос скольжения при пластической деформации [8]. Сформированная под действием нагрузки система регулярных ступенек схематически показана на рис.2. Важно отметить, что ориентация ступенек близка к направлению [1-10], перпендикулярному оси растяжения. Ширина ступенек, оцененная из величины расщепления рефлексов Pt, составляет ~1,8 nm.

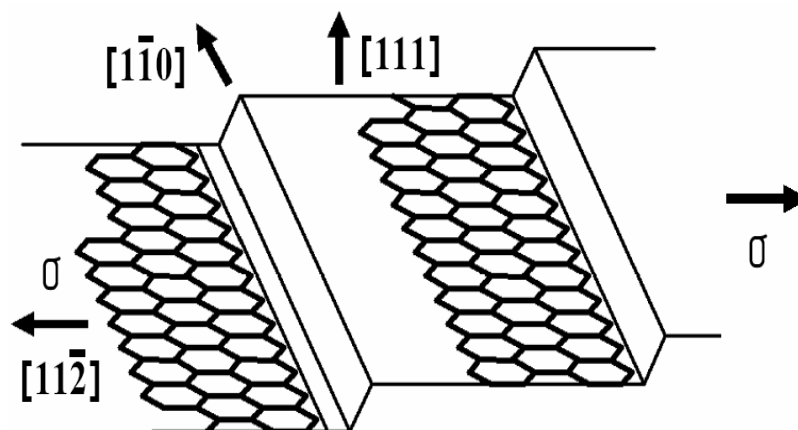


Рис. 2. Схематическое изображение графитовых островков на ступенях нагруженной поверхности Pt (111).

Из сравнения рисунков 1a и 1b видно, что для нагруженного образца дугообразные рефлексы от графитовой сетки исчезают, а вместо них на расщеплённые рефлексы подложки Pt(-20) и Pt(-22) накладываются дополнительные размытые рефлексы от графитовых островков. Угловая ширина размытых рефлексов составляет $4\div 6^\circ$ в азимутальном и радиальном направлениях. Это свидетельствует о том, что механическая нагрузка влияет на ориентацию и размеры графитовых островков. В частности, уменьшение азимутальной ширины дугообразных рефлексов указывает на уменьшение средней разориентации графитовых сеток островков относительно решётки Pt до нескольких градусов. Наблюдаемое в нагруженном состоянии уширение рефлексов графита в радиальном направлении обусловлено уменьшением эффективного размера островков. Действительно, оценка эффективного размера в кинематическом приближении из полуширины рефлексов графита даёт значение ~ 2 nm для нагруженных образцов и ~ 10 nm для ненагруженных. Уменьшение размеров графитовых островков связано с выходом на поверхность Pt линий и полос скольжения, образующих ступенчатую структуру. При этом островки, размеры которых превышают размеры террас, разрезаются краями ступенек, а мелкие островки под воздействием механического поля двигаются и разворачиваются на террасах, пристыковываясь к основаниям ступенек, как это схематически показано на рис.2. Такое движение графитовых островков на террасах облегчается тем, что графитовые островки слабо связаны с подложкой. Выстраивание графитовых островков вдоль ступеней подложки происходит под влиянием барьеров Эрлиха-Швёбеля (the Ehrlich-Schwoebel barriers) [9], делающих энергетически наиболее выгодной локализацию атомов углерода на границе ступенек.

Таким образом, под воздействием внешнего механического напряжения происходит не только изменение строения подложки Pt, но и радикальная перестройка плёнки сегрегированного графита.

Список литературы

1. Блохин С.А., Смирнов А.Н., Сахаров А.В. и др. ФТП (2005), Т.39, В.7, С.782-787.
2. Surnev S., Ramsey M.G., Netzer F.P. Prog. Surf. Sci. (2003), V.73, P.117.
3. Sedona F., Rizzi G.A., Agnoli S. et al. Phys. Chem. B (2005), V.109, P.24411.
4. Berner U. and Schierbaum K.-D. Phys. Rev. B (2002), V.65, P.235404-1-10.
5. Князев С.А., Корсуков В.Е. ФТТ (2005), Т. 47, В.5, С.876-879.
6. Ueta H., Saida M., Nakai Ch., et al. Surf. Sci. (2004), V.560, P.183-190.
7. Kramer D.E., Savage M.F., Levine L.E. Acta Materialia (2005), V.53, N.17, P.4655-4664.
8. May J.W. Surf. Sci. (1969), V.17, N.1, P.267-270.
9. Оура К., Лифшиц В.Г., Саранин А.А. и др. Введение в физику поверхности, М.: Наука, 2006. 490 С.

ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ АЛЮМИНИЕВОГО СПЛАВА 01420Т В ЗОНЕ ЛАЗЕРНОЙ СВАРКИ

Пугачева Н. Б., Антенорова Н. П.

*Институт машиноведения УрО РАН, Екатеринбург,
nat@imach.uran.ru*

В последние годы уделяется особое внимание работам, связанным с исследованиями новых технологий получения неразъемных соединений из алюминиевых сплавов, используемых в авиационной промышленности. Особый интерес представляет лазерная сварка. Мощность лазерного излучения существенно превосходит другие источники энергии и позволяет не только значительно увеличить производительность процесса, но и получить качественно новые результаты, недоступные традиционным методам сварки. Следует отметить некоторые негативные особенности влияния лазерного переплава на качество сварного шва, связанные с локальностью термического воздействия, высокой теплопроводностью алюминиевых сплавов и быстрым поглощением газов из окружающей среды, а также с изменением базового химического и фазового состава сплава как в сварном шве, так и в зоне термического влияния, что сказывается на снижении механических свойств.

Целью данной работы было исследование структурных изменений в зонах сварного шва и термического влияния листов алюминий-литиевого сплава 01420Т толщиной 1,5 мм. Соединения были изготовлены в ИТПМ СО РАН с помощью CO₂-лазера при мощности излучения 3,5 кВт в условиях защитной обдувки гелием. Для исследования были вырезаны образцы 15x50 мм, содержащие участки сварного шва, зоны термического влияния и основного сплава. По резу, перпендикулярному шву, были изготовлены шлифы, поверхность которых исследовали методами оптической металлографии на микроскопе НЕОРНОТ 21 при увеличениях от 50 до 500 крат. Микротвердость по Виккерсу определяли на приборе LEICA VMHT при нагрузке 0,5 Н. Микрорентгеноспектральный анализ осуществляли на приборе САМЕВАХ. Локальность анализа 2 мкм при погрешности 5 % от измеряемой концентрации. Качественное распределение лития определено методом тепловой спектроскопии, а также по исследованию поверхности шлифов после нагрева в вакуумной печи до температуры 200 °С с последующей подачей воздуха для окисления поверхности и образования окисла Li₂O характерного розово-коричневого цвета. Электронно-микроскопические исследования тонких фольг на просвет проводили на электронном микроскопе JEM-200СХ в режимах светлого, темного поля и дифракции. При этом исследовали микроструктуры зон сварного шва, термического влияния и основного сплава.

Сплав имеет следующий химический состав, мас. %: Mg – 5-6; Mn – 0,2-0,4; Li – 1,9-2,3; Cu – 0,05; Si – 0,007; Zr – 0,09-0,15; Fe – 0,3; Ti – 0,1; Na – 0,005; Al – остальное. Основу сплава составляет α-твердый раствор легирующих элементов (главным образом, Li и Mg) в алюминии. Основной упрочняющей фазой является δ-(AlLi), которая образуется в результате термической обработки (закалки при 450⁰С и старения при 120⁰С). Кроме того, в сплаве присутствуют интерметаллиды железа (FeAl), кремния и магния Mg₂Si.

Ширина сварного шва в поперечном сечении составляет 1,0 – 1,2 мм, а зоны термического влияния - 2,0 – 4,5 мм. Микроструктура сплава и сварного шва показана на рис.1.

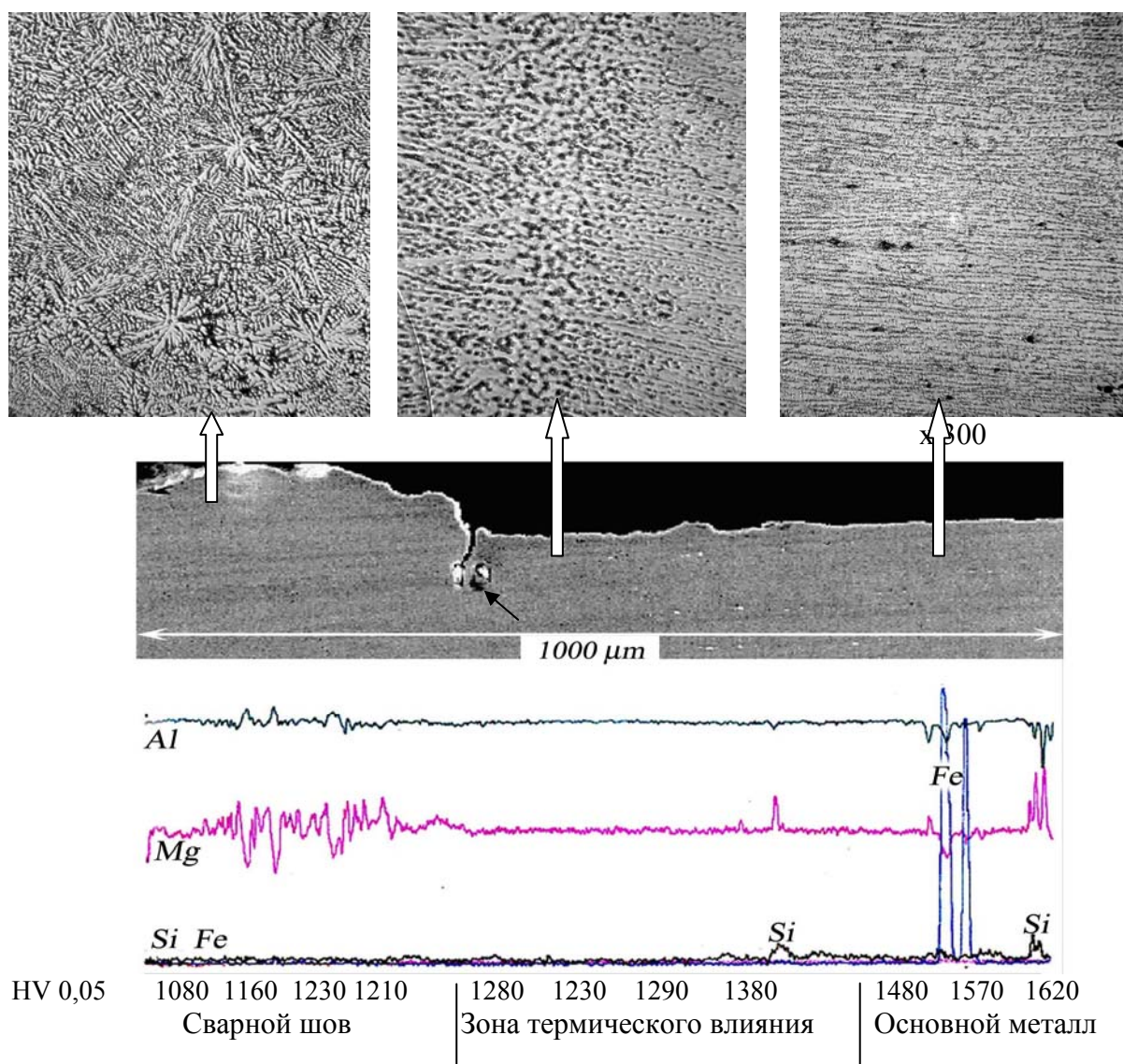


Рис.1. Структура сварного шва, зоны термического влияния и основного металла, распределение элементов и значений микротвёрдости вдоль образца

Сварной шов имеет характерную для литого сплава разориентированную дендритную структуру в центре шва и столбчатые дендриты вблизи зоны термического влияния. Проведенный микроанализ показал, что характер неравномерного распределения магния и алюминия по ширине шва (рис. 1) соответствует наблюдаемой мелкодисперсной литой структуре с развитой дендритной ликвацией.

На нетравленных образцах видны дефекты сварного шва в виде глобулей размерами 0,1–18 мм, концентрических прослоек (рис. 2 а) и мелких включений неправильной формы (рис. 2 б). Крупные глобулярные частицы с концентрическими прослойками вокруг них располагаются преимущественно в приповерхностном слое металла сварного шва (на рис. 1 такое включение отмечено черной стрелкой), а более мелкие частицы неправильной формы – по всему его объёму. Крупные глобулярные включения по химическому составу неоднородны. Они содержат оксиды Fe_2O_3 , MgO , SiO_2 , Al_2O_3 , CaO . Концентрические прослойки состоят преимущественно из оксидов SiO_2 с содержанием кремния до 23 мас. % (рис. 2 а). В отдельных глобулярных включениях наблюдаются частицы другого цвета неправильной формы. В центре включения на рис. 2 а обнаружено практически чистое железо (его концентрация составила 98,2 мас. %, остальное – кремний 0,09 мас. %, марганец 0,05 мас. %, магний 0,04 мас. %, алюминий 0,25 мас. %). Наблюдаемые включения, скорее всего, об-

разуются в процессе лазерной сварки в результате коагуляции мелких железо- и кремнийсодержащих частиц, присутствующих в сплаве 01420Т.

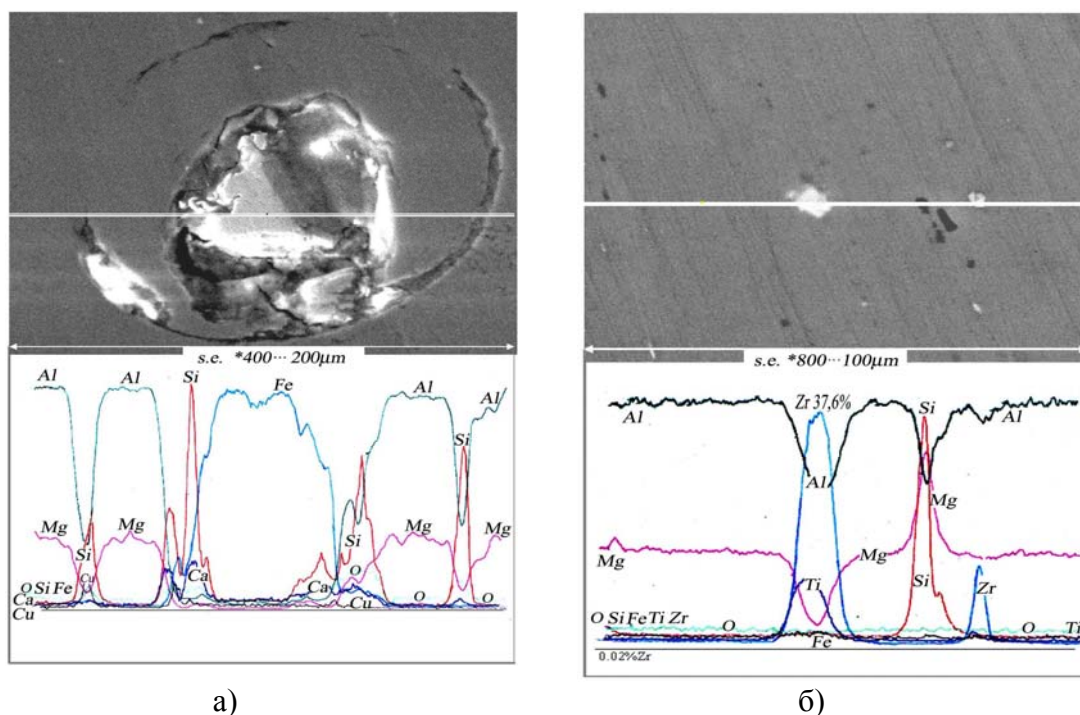


Рис. 2. Состав включений в сварном шве

Мелкие включения неправильной формы размером 0,01 - 0,03 мм в сварном шве практически не отличаются от частиц в самом сплаве 01420Т. Эти частицы металлографически отличаются по цвету. Часть светлых включений содержат железо в виде интерметаллида FeAl. В другой группе светлых включений (рис. 2 б) содержится цирконий и титан в виде интерметаллида $Al_3(Zr,Ti)$. Темные включения (рис. 2 б) содержат кремний и магний в виде соединения Mg_2Si .

Вне зоны шва литийсодержащие частицы достаточно равномерно распределены по толщине листа. В сварном шве наблюдается неравномерное распределение лития: основная часть лития в виде крупных включений распределяется в междендритных участках, а также в области усиления и донной части шва.

Как и следовало ожидать, твёрдость основного металла сплава выше, чем в зоне термического влияния и в сварном шве, причём минимальные значения твёрдости наблюдаются в центральной части сварного шва (рис. 1). Тем не менее, как показали электронно-микроскопические исследования, в зоне сварного шва, как и в зонах термического влияния и основного сплава присутствуют мелкодисперсные частицы упрочняющей фазы.

Данная работа выполнена в рамках интеграционного проекта с ИТПМ СО РАН.

НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ТЕХНИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ ГАЗОПРОВОДОВ, ПРОЛОЖЕННЫХ В ВЕЧНОМЕРЗЛЫХ ГРУНТАХ, ПРИ ИХ ДЛИТЕЛЬНОЙ ЭКСПЛУАТАЦИИ

Петров П. П., Терентьев Н. Н.*

*Институт физико-технических проблем Севера СО РАН, Якутск, ppp32@mail.ru
ОАО «Ленагаз», Якутск, Gasexperts_Yak@mail.ru*

Интенсивное использование природного газа, в условиях Крайнего Севера, с целью обеспечения производства тепла и электроэнергии для децентрализованного тепло- и энергоснабжения отдаленных друг от друга на большие расстояния населенных пунктов, началось с середины 60-х годов прошлого столетия.

Поскольку расчетный срок эксплуатации подземных стальных газопроводов, как магистральных, так и газораспределительной сети, согласно [1], подходит к своей критической черте (около сорока лет), то проведение диагностики их технического состояния является реальной необходимостью.

В течение сорока лет (вторая половина 60-х ÷ первая половина 70-х годов прошлого столетия) эксплуатируются стальные трубы, в основном, из углеродистых сталей обыкновенного качества ВСт3сп; Ст10; Ст20 и т.п., а также из низколегированных сталей типа 09Г2С; 16ГС; 17Г1С и т.п.

Известны факторы [2], влияющие на прочность материала газопровода: температура, водородное охрупчивание, агрессивность среды, коррозия, размеры, конфигурация и расположение дефектов структуры, физические и механические характеристики материала, вид нагрузки, время эксплуатации материала, напряженно – деформированное состояние в материале, предварительная термообработка, толщина стенки и т.п.

С учетом специфических условий крайнего Севера, некоторые требования данной методики проведения экспертизы промышленной безопасности на объектах газоснабжения [1] подлежат определенной корректировке.

Исходя, из накопленного опыта проведения технического диагностирования, весь период работы газопровода можно разделить на три этапа.

Первый – режим надежной эксплуатации (5 лет), от введения к эксплуатации до очередного первого технического диагностирования.

Второй – режим контролируемой эксплуатации, когда запас прочности материала трубы и остаточный ресурс (срок службы) данного инженерного сооружения удовлетворяют требованиям нормативно-технической документации.

Третий – критический режим эксплуатации, когда вышли все расчетные сроки эксплуатации, а дальнейшая эксплуатация зависит от заключения и рекомендаций, выданных экспертной организацией.

Подземные распределительные газопроводы г. Якутска, в зависимости от рельефа местности и состава грунта, проложены на глубине от 0,5 м до 3,5 м. В результате 35–40 лет эксплуатации, по итогам проведенных экспертных работ в области промышленной безопасности, газопроводы находятся на третьем этапе эксплуатации, т.е. в критическом режиме. Поскольку в 60–70 годы для газификации г. Якутска были завезены, преимущественно, трубы из стали Ст.20 условным диаметром от 200 до 300 мм, то в качестве примера в данной работе мы привели исследования, проведенные на газопроводах из этой марки стали. В частности рассмотрим газопровод высокого давления (0,6 МПа) изготовленный из бесшовной трубы диаметром 219 мм из стали Ст.20, механические свойства и коррозионное состояние которой в исходном состоянии (поставки) и после 40 лет эксплуатации приведены в табл.1.

Таблица 1.

Срок эксплуатации [годы]	σ_T [МПа]	σ_B [МПа]	δ [%]	a_n [Дж/см ²]	НВ [МПа]	h [мм]	d [мм]
0	255	432	25	78,4	1590	0	0
40	342	487	22	68,83	1670	язвенная 0,20 – 0,70	0,5– 6,0
						фронтальная 0,15 – 0,65	сплошная

Здесь: σ_T – предел текучести, σ_B – предел прочности, δ – относительное удлинение, a_n – ударная вязкость (тип образца KCU), НВ – твердость по Бринеллю, h – глубина корродированного слоя, d – размер (диаметр) дефекта.

Как видно из данной таблицы, в материале трубы газопровода из стали Ст.20 происходит необратимый процесс охрупчивания, обусловленный понижением пластических (δ на 12%) и динамических (a_n на 13%) характеристик, увеличением твердости, при существенном возрастании прочностных свойств, в частности, σ_T – на 26%, σ_B – на 18% и НВ – на 7%. Анализ поверхности излома образцов, испытанных на ударный изгиб, методом оптической металлографии показал, что разрушение имеет квазихрупкий характер, где доля хрупкого излома занимает 60% от общей площади. На процесс охрупчивания трубы газопровода могут влиять множества факторов: перепад температуры эксплуатации, напряженно-деформированное состояние трубы, реакция грунта на деформацию трубопровода, сезонное оттаивание и замерзание грунта, влияние углеводородной среды, рельеф местности, состав грунта и т.п. Эти факторы способствуют зарождению и развитию микро и макро дефектов, как в основном металле, так и в сварке труб в стык, в частности, образованию продольных трещин в основном металле (рис. 1) и продольных трещин в шве сварки стыковых соединений труб (рис. 2).



Рис.1. Продольные трещины в основном металле.



Рис.2. Продольные трещины в сварном шве.

По итогам диагностирования технического состояния подземных стальных газопроводов, после 35–40 лет эксплуатации состояние изоляционного покрытия, в основном (80%), не удовлетворяет требованиям нормативно-технической документации [3]. Результаты шурфового диагностирования показывают, что между поверхностью трубы газопровода и изоляционным покрытием наблюдается:

- наличие влаги в виде тонкого слоя льда в холодное время года;
- «запотевание» поверхности трубы под изоляционным покрытием в теплое время года.

Таблица 2.

Инженерно-геологические условия	Адгезия к стальной поверхности [Н/см]		Фактические средние остаточные напряжения на стенке трубы, [МПа]	
	МБР-И-90	ПВХ	В осевом направлении	В кольцевом направлении
Болото, топь и т.п.	0 ÷ 5	0	+ 45	+ 165
Низина, суглинок, мокрый грунт	0 ÷ 10	0	+ 32	+ 116
Песок, суглинок, мягкий грунт	2 ÷ 15	0 ÷ 2	+ 17	+ 85
Песок, глина, твердый грунт	10 ÷ 45	2 ÷ 4	0	+ 67

В 60–70 годы, применялись два вида изоляционного покрытия: битумно – резиновая мастика марки МБР – И - 90 и поливинилхлоридная липкая лента (ПВХ) весьма усиленного типа [4].

В зависимости от состава грунта и его коррозионной активности и ряда других факторов, на изоляционном покрытии наблюдаются: сквозные трещины, образование продольных гофров, локальные отслоения от внешней поверхности трубы и т.п. Сила адгезии к стальной поверхности в результате длительной эксплуатации газопровода и в зависимости от вида изоляционного покрытия уменьшается, а в сложных инженерно-геологических условиях полностью отсутствует (см. табл. 2). Фактические остаточные напряжения в стенке трубы, определенные методами неразрушающего контроля (портативная рентгеновская тензометрия), на заболоченных и подтопленных территориях достигают 165 МПа в кольцевом направлении, что согласно [3] близко к предельно допустимым значениям напряжений, т.е. почти достигают уровня равного $0,75\sigma_T$.

По итогам проведенной диагностики технического состояния подземных газопроводов нами были сделаны экспертизы промышленной безопасности на объектах газоснабжения и выданы рекомендации эксплуатирующим организациям. Суть рекомендации следующее:

- установление периодичности наблюдения за техническим состоянием газопровода;
- возлагается эксплуатирующей организации обеспечить мониторинг физико-механических характеристик трубы газопровода;
- усиление работы по контролю за техническим состоянием изоляционного покрытия;
- на особо опасных участках газопровода проведение ремонта, с указанием конкретного метода;
- на основе расчетов остаточного ресурса определяется срок дальнейшей эксплуатации газопровода или принимается решение о приостановлении.

Список литературы

1. Методики проведения экспертизы промышленной безопасности на объектах газоснабжения. НП «СЭЦ промышленной безопасности», 2004 вып.1, с. 130, согл. Госгортехнадзором России от 30.04.2003 г. № 14-3/100.
2. Недосека Н.Я. Контроль критического напряженного состояния методом акустической эмиссии. // В мире неразрушающего контроля, 2005, №1, С. 14-16.
3. Инструкция по диагностированию технического состояния подземных стальных газопроводов (РД 12 – 411 – 01), утвержденная постановлением Госгортехнадзора России от 09.07.01 №28.
4. ГОСТ 9.602 – 89.Сооружения подземные. Общие требования к защите от коррозии.

ВЛИЯНИЕ НАПРЯЖЕНИЙ, ВВЕДЕННЫХ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИЕЙ, НА МИКРОМЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ GaP

Житару Р. П., Рахвалов В. А.

Институт Прикладной физики АН Молдовы, Кишинев, республика Молдова
rava@phys.asm.md

Корреляция изменений структурного состояния, микротвердости и акустической эмиссии дает глубокую информацию о поведении процессов, имеющих место при деформации материалов сосредоточенной нагрузкой, и отражает их прочностные и пластические свойства [1–6]. Влияние различных внешних факторов (температуры, легирования, деформации и т. п.) на кристаллы приводят к изменению их структуры, к росту внутренних напряжений, что сопровождается изменением механических свойств материала.

Существует взаимосвязь между дефектным состоянием кристалла и их пластическими и хрупкими свойствами [4, 7–10]. Величина микротвердости и акустическая эмиссия, возникающая при микроиндентировании, являются чувствительными к изменению структуры твердых тел и определяют их прочность и пластичность. Поэтому в качестве параметров исследования взаимосвязи «структура–свойства» были выбраны микротвердость (H) и эмиссия упругих волн деформации (АЭ), регистрируемых при микроиндентировании. Проблема «структура–свойства» является особенно существенной для полупроводниковых соединений, на основе которых создаются различного назначения приборы, работающие в разнообразных полях напряжений (механических, термических, электрических и т.п.). Поэтому одной из актуальных проблем является изучение влияния предварительной деформации, вызывающей формирование механических напряжений в кристаллах, на их структурные, прочностные и акусто-эмиссионные свойства.

Фосфид галлия представляет собой материал, который широко используется для конструкции приборов [9].

Учитывая важность проблемы и практическую востребованность монокристаллов GaP, в настоящей работе изучено влияние различной величины напряженного состояния, вводимого предварительной деформацией, на механические свойства и их стабильность при отдыхе.

Методика эксперимента

Исследования проводились на грани (111) монокристаллов GaP, выращенных по методу Чохральского [9]. Исследовались образцы размером 1x8x10 мм. Предварительное деформирование осуществлялось путем проведения царапин в направлении [110]. Нагрузка на индентор (P) при царапании равнялась 20, при микроиндентировании – 50 и 100 г. Степень деформации и, соответственно, величина внутренних напряжений варьировались путем изменения расстояния (d) между царапинами в пределах 20–120 мкм. Исследования проводились в середине зоны между царапинами. Таким образом, в зависимости от расстояния между царапинами в центре между ними формировались области с различной степенью деформации. При этом, чем меньше было d , тем более высокая степень деформации формировалась в данной области. С целью более широкого изменения структурного состояния монокристаллов GaP варьировалась температура проведения царапин ($T_{\text{деф}} = 20, 150$ и 450 °C) Исследовалось также влияние последующего отдыха при комнатной температуре в течение 500 час на изучаемые параметры. Микротвердость измерялась на приборе ПМТ-3, использовалась пирамида Виккерса. Специальное приспособление к прибо-

ру ПМТ-3 позволяло регистрировать импульсы акустической эмиссии в процессе микроиндентирования. Регистрировалось число сигналов за полный цикл микроиндентирования (N), при внедрении индентора – нагружения (N_1), и при его удалении из образца – разгрузки (ΔN). Модификация структуры исследовалась с помощью светового и сканирующего микроскопов. Коэффициент $\Delta N/N$ был введен для оценки релаксации при разгрузке.

Результаты и их обсуждение

Зависимости числа сигналов АЭ от степени предварительной деформации d показали, что N и N_1 уменьшаются с уменьшением степени деформации: N уменьшается в 1,5, а N_1 – в 2 раза. Таким образом, сильно деформированные зоны GaP инициируют при микроиндентировании более интенсивную акустическую эмиссию. Иной характер зависимости проявляет акустическая эмиссия при разгрузке: активность АЭ практически не зависит от величины деформации, проявляя, однако, минимум для $d = 12$ мкм, рис. 1. В зависимости от степени деформации меняется соотношение между числом импульсов, инициируемых в процессе нагружения, и АЭ, регистрируемой при разгрузке: $N_1 < \Delta N$ для $d > 12$ мкм, наоборот, $N_1 > \Delta N$ для $d < 12$ мкм. Это свидетельствует, что для GaP с меньшей степенью деформации соотношение между накоплением и излучением упругой энергии в процессе микроиндентирования проявляет иной характер. Возможно, слабо деформированные области GaP, где, в процессе внедрения индентора, в основном, формируются тонкие, заторможенные трещинки, больше накапливается упругой энергии, способствующей активной релаксации при разгрузке.

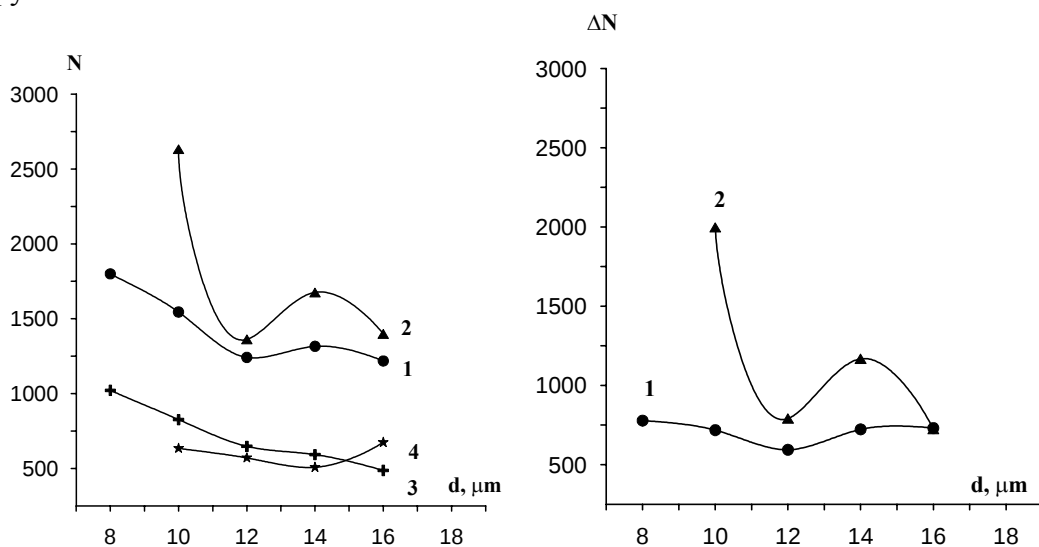


Рис.1. Влияние отдыха на зависимости сигналов акустической эмиссии от степени предварительной деформации. а) N – 1; 2, N_1 – 3; 4 б) ΔN – 1; 2. Кривые 1; 3 – до, 2; 4 – после отдыха.

Измерения микротвердости в зависимости от степени предварительной деформации выявили, что ее значения значительно меньше для областей с сильной пластической деформацией, с ростом d микротвердость возрастает и достигает величины, соответствующей исходному, недеформированному GaP. Ее величина при этом изменяется от 6500 до 9250 МПа.

Зависимости сигналов акустической эмиссии от степени деформации, сформированной при повышенных температурах, в основном, проявляют те же закономерности, которые наблюдались в случае деформирования при 20 °С : зависимости $N(d)$ и $N_1(d)$ убывают с ростом d , а ΔN практически не зависит от d , слабо возрастает. Однако число сигналов акустической эмиссии для любого d уменьшается с ростом тем-

пературы проведения царапин, т.е. с ростом температуры предварительного деформирования. При этом, чем выше температура проведения царапин, тем ниже расположены кривые зависимости $N(d)$, $N_1(d)$ и $\Delta N(d)$. Известно, что при одной и той же нагрузке на индентор зона деформации вокруг центра приложения нагрузки становится более пластичной с повышением температуры индентирования. И чем выше температура, тем степень пластичности выше, меньше степень деформации [1,2]. Таким образом, обобщая приведенные данные можно заключить, что, независимо от метода формирования деформационных напряжений в монокристаллах GaP, закономерности излучения упругих волн деформации, возникающих при микроиндентировании, аналогичны: акустическая эмиссия менее активна в областях с меньшей степенью пластической деформации.

Неожиданные результаты были получены при исследовании влияния отдыха предварительно деформированных образцов GaP в течение 500 часов при комнатной температуре (рис.1) Видно, что число импульсов акустической эмиссии N и ΔN не уменьшилось, а значительно увеличилось. Эффект ярко выражен и наблюдается при всех степенях деформации. Общим для обоих типов GaP является тот факт, что число сигналов АЭ уменьшается с уменьшением степени деформации, т.е. с ростом d . Несколько иное влияние оказывает отдых на изменения N_1 : число сигналов АЭ несколько возрастает, а не убывает, с уменьшением степени деформации, и при этом после отдыха АЭ уменьшается, противоположно тому, что наблюдается для N и ΔN .

Тот факт, что акустическая эмиссия при индентировании (N и ΔN) становится более активной после отдыха является неожиданным. Казалось бы, что в процессе отдыха структура деформированного GaP становится более стабильной, снижаются пиковые напряжения (максимально высокие напряжения в процессе самоорганизации понижаются). Поэтому следовало ожидать уменьшения числа сигналов АЭ. Однако экспериментально показано, что происходит их увеличение. Предложено объяснение наблюдаемому эффекту, учитывающее особенность структур в центре между царапинами, сформированную взаимодействием деформаций, возникающих вокруг этих царапин при их проведении.

Отдых меняет и поведение релаксационных процессов. при разгрузке. До отдыха релаксация закономерно возрастает с уменьшением степени деформации, в то время как после отдыха наблюдается ее немонокотное убывание. Наиболее резкое различие коэффициента релаксации наблюдается в зонах GaP с высокой степенью деформации, по мере уменьшения величины деформации различие $\Delta N/N$ до и после отдыха существенно уменьшается.

Список литературы

1. Milman Yu.V., Goncharur V.A. and Danilov V.V. Ceramics, Polish ceramic bulletin, 7, Krakov, 45. p 197-211, 1999.
2. Боярская Ю.С., Грабко Д.З. и Кац М.С. "Физика процессов микроиндентирования", Штиинца, Кишинев, 1986, 237с.
3. З Черняева Е.В., Мерсон Д.Л., Мещеряков Д.К. сб. тез. "Актуальные проблемы прочности", Белгород, с.153, 2006.
4. Мерсон Д.Л. сб. "Перспективные материалы", ТГУ, МИСиС, 2006, 535с.
5. Zhitaru R.P., Rahvalov W.A., Proc.SPIE, vol.4068, pp 65-71, 1999.
6. Житару Р.П., Рахвалов В.А., ФТТ, т.49, 839-841, 2007.
7. Малыгин Г.А., ФТТ, 44, 1979, 2002 : ФТТ, 46, 1968, 2004.
8. Смирнов Б.И., Шпейзман В.В., Николаев В.И., ФТТ, 47, 816, 2005.
9. Вальковская М.И., Пушкаш Б.М., Марончук Э.Е., "Пластичность и хрупкость полупроводниковых материалов при испытаниях на микротвердость", Штиинца, Кишинев, 1984, 107с.
10. Веттегрень В.И., Куксенко В.С., Томилин Н.Г., ФТТ, 46, 1793-1796, 2004.

LONG-TERM EVOLUTION OF OPTICAL AND MECHANICAL PROPERTIES IN GALLIUM PHOSPHIDE

Pyshkin S. L.^{1,2}, Jitaru R. P.² and Ballato J. M.¹

¹*Center for Optical Materials Science & Engineering Technologies, Clemson University, South Carolina, the United States of America, spyshkin@clemson.edu, jballat@clemson.edu*

²*Institute of Applied Physics, Academy of Sciences, Kishinev, Moldova, Raisa@phys.asm.md*

Recently the evolution of luminescence [1] and Raman light scattering (RLS) [2, 3] have been reported from pure, N and N:Sm doped GaP single crystals grown over 40 years ago [4] and evaluated every 10–15 years [5–7]. To the best of our knowledge, this is the longest running cycle of experiments on a single set of samples to study the temporal effects of crystal lattice and impurity ordering. These results indicate the long-term impurity ordering and formation of a new type of crystal lattice where periodically disposed impurities modify, improve and essentially change lattice and luminescent characteristics of the crystals.

Fig. 1 shows the main argument in favor of ordered distribution of N impurity atoms substituting the host P atoms in GaP crystal lattice. N atoms localize excitons and the position of A zero-phonon line of bound excitons depends on the distance between them. Therefore we will see the broad emissive band as a superposition of zero-phonon lines or very narrow line respectively at occasional or regular ordered disposition of N impurities in the lattice. And what is more the nitrogen atoms formed a cubic crystal superlattice because they substitute host phosphorus atoms that are in a perfect, diamond-like cubic lattice of GaP. It appears that the nitrogen impurity atoms also help to improve the host, GaP lattice, as concluded from the extremely narrow phonon peaks developed by RLS. Thus, in disordered crystals, impurities play a deleterious role, specifically at high concentrations. By periodically substituting host atoms or occupying interstitials of the host lattice the impurities improve the quality of the host lattice and participate substantially in defining its phonon spectrum.

At room temperature due to high perfection and low level of nonradiative recombination pure and N doped ordered GaP demonstrate bright “hot” luminescence at the photon energies more than the indirect forbidden gap. Independently on temperature the unique ordered GaP:N:Sm system generates with high efficiency luminescence of activators (Sm) uniformly intermixed with N recombination centers. High density exciton system bound to N impurity superlattice grown by modern technologies and GaP:N, GaP:N:Sm nanocrystals distributed in transparent fluorine-containing polymers will be used as the base elements for new generation of optoelectronic devices [8, 9].

By the present paper we establish and discuss a tight connection between long-term evolution of optical and mechanical properties of GaP. Note that GaP is not only a model of behavior of the crystals during long-term ordering of impurities and improvement of the host lattice but also one of the best example of application in opto- and microelectronics, even in jeweller's art, of perfect aged crystals instead of fresh just grown samples.

Here we used the same crystals as in the papers [1–7] as well as especially ordered to Aldrich Co. (111) wafer from newly grown GaP single crystal [10]. Microhardnessmeter PMT-3 and Wicker's pyramid as an indenter supplying the 0.5N load as well as Amplival optical microscope were used in evaluation of microhardness and density of dislocations. The dislocations have been developed during 2 min. by etching in the boiling solution of the composition: KOH (6Gr), K₃Fe(CN)₆ (4 Gr) and H₂O (50 mL).

We have carried out the analysis of references to microhardness and density of dislocation in GaP since the work [11] of the ancestor of this protracted research [4], Prof. N.A. Goryunova, published in 1960, our earlier papers [12–15] and compare with them our current data. Taking into account 47 years time factor that makes the exact comparison rather difficult, we discuss only general trends in long-term behavior of microhardness and density of dislocation presented in Fig. 2.

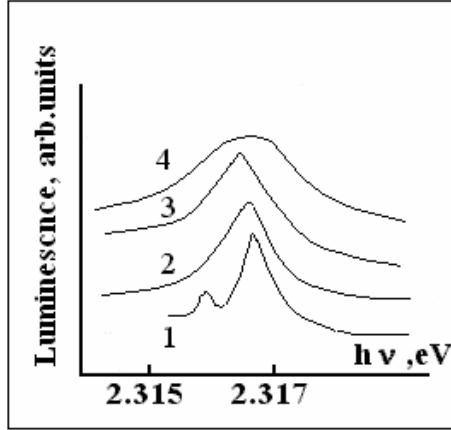


Fig. 1. Evolution of the zero-phonon line of bound exciton A in GaP:N as a function of N concentration 15 K. 1–3: ordered crystals. 4: unordered. 1–4: $N_0 = 10^{17}$; 10^{18} ; 10^{19} and 10^{18} cm^{-3} concentration of N , respectively.

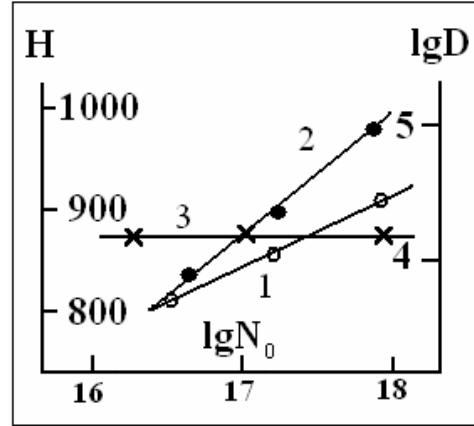


Fig. 2. Microhardness H (Kg/mm^2 , line 1 – newly grown crystals, line 2 – long-term ordered crystals) and density of dislocations D (cm^{-2} , line 3, logarithm scale) as a function of impurity concentration N_0 (cm^{-3} , logarithm scale). D is the same for ordered and newly prepared crystals and it does not depend on N_0 .

Note for the beginning that according to the classic point of view [16], a good plasticity is determined by free movement of dislocation through the crystal body under its mechanical loading. Impurities brake the movement of dislocations. Therefore, the value of microhardness H clearly depends on the impurity concentration (Fig. 2, lines 1 and 2). According to these conclusions, our results also show that relatively pure crystals with the concentration of occasional impurities of the order of 10^{16} cm^{-3} have the minimum of microhardness of the order of 800 Kg/mm^2 at the load 50 Gr. Increase of the impurity concentration in GaP crystals doped with N, Bi, N:Sm and a lot of other chemical elements [4, 15], substituting the host atoms (N, Bi) or occupying the interstitials in the crystal lattice (Sm), leads to the relevant increase of microhardness up to app. 900 and 1000 Kg/mm^2 for newly prepared and long-term ordered crystals (see Fig. 2, lines 1 and 2 respectively). We suppose that the rather high difference in microhardness of the long-term ordered highly doped and newly prepared crystals can be explained by the effects of dense regular disposition of impurities and the modified by impurities crystal lattice in the ordered crystals that creates more serious obstacle to the dislocation movement than the system of the same impurities and of the same concentration disposed in the form of clusters inwith the big intervals between them and enough for penetration of dislocations.

At last, Fig. 2, line 3 shows that the density of dislocations D does not depend on the time (during app. 50 years), concentration of the impurities and the character of their distribution along the crystal. We can suppose that only the chosen method of the crystal growth determines the density of dislocations. Note that only very high quality of our equipment for growth of GaP crystals and special measures for precise regulation of the temperature during the growth can nearly 1 order decrease the density of dislocation [15].

Our work has been being carried out for years, however, the most important for device application results will be obtained only now with the recent progress in preparation of artificially ordered bulk, film and multi-layered crystal structures.

We hope this project will have significant commercial value because it gives an absolutely new optical medium and product.

References

1. Sergei Pyshkin, John Ballato, Michael Bass and Giorgio Turri (invited), Luminescence of Long-Term Ordered Pure and Doped Gallium Phosphide, Symposium: Recent Developments in Semiconductor, Electro Optic and Radio Frequency Materials, 2007 TMS Annual Meeting & Exhibition, Orlando, FL, February 25 – March 1, to be published in “Journal of Electronic Materials”, Aug 2007
2. S L Pyshkin, J Ballato and G Chumanov, Optical Characterization of Long -Term Ordered and Nanocrystalline GaP (invited), 3rd Int Conference on Materials Science and Condensed Matter Physics, Kishinev, Moldova, October 2006, Abstract, p 172, to be published in Mold. Journal of the Physical Sciences, 2007
3. S L Pyshkin, J Ballato and G Chumanov, Raman light scattering from long-term ordered GaP single crystals, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **9** (2007) 33–36
4. Goryunova N A, Pyshkin S L, Borshchevskii A S, et al., Growth of Crystals, 1969, Vol **8**, pp68-72, Ed. By N.N. Sheftal’, Consultants Bureau, New York-London, Symposium on Crystal Growth at the Seventh Int Crystallography Congress, Moscow, July 1966
5. Pyshkin S L and Zifudin L Zv, 1974 J. Lum., Vol. **9**, p302
6. Pyshkin S, Anedda A, Congiu F and Mura A 1993 J. Pure Appl. Opt. **2** 499
7. Pyshkin S L, (invited), The 103rd ACerS Annual Meeting, Indianapolis, 2001, ACerS Transaction series, V. **126**, pp3-12
8. S. Pyshkin and J. Ballato, (invited), Symposium “ The Physics and Materials Challenges for Integrated Optics”, Proc. 2005 T&MS Conference, Pittsburgh, pp3-13
9. S.L. Pyshkin et al., 2006 NSTI Nanotech Conference, Boston, Technical Proceedings of the Conference, Vol. **3**, pp 194-197
10. Sigma-Aldrich Co., <https://www.sigmaaldrich.com>
11. Goriunova., J. of the All-Union Chem. Soc. named by D.I. Mendeleev (in Russian), **5**, 522, 1960
12. S.I.Radautsan, Yu.I. Maximov, V.V. Negreskul and S.L. Pyshkin, Gallium Phosphide (in Russian), Moldavian Academy of Sciences. Publishing House “Shtiinza”, 1969
13. B.M. Pushkash, M.I. Valkovskaya, Yu.I. Maximov and D.V.Martynko, in “ Deformation of Crystals under Influence of Localized Loading”, Moldavian Academy of Sciences. Publishing House “Shtiinza”, Kishinev, 1978
14. M.I. Valkovskaya, B.M. Pushkash and E.E. Maronchuk, “Plasticity and Fragility of Semiconductors at the Tests for Microhardness” (in Russian), Moldavian Academy of Sciences. Publishing House “Shtiinza”, Kishinev, 1984, pp 24-33.
15. S.L. Pyshkin, Investigation of Doped Gallium Phosphide Crystals (in Russian), PhD Thesis, Moldavian State University, 1967
16. Charles Kittel, Introduction to Solid State Physics, Chapters: “Point Defects in Solid States” and “Dislocations”, Fourth Edition, John Wiley & Sons, Inc., New York, London, Sydney, Toronto

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭФФЕКТИВНЫХ ТЕМПЕРАТУР ПЛАСТИЧЕСКИ ДЕФОРМИРУЕМЫХ МЕТАЛЛОВ

Баяндин Ю. В., Леонтьев В. А., Наймарк О. Б., Оборин В. А., Пермяков С. Л.

*Институт Механики Сплошных Сред УрО РАН, Пермь,
oborin@icmm.ru*

Пластически деформируемые твердые тела представляют собой неравновесные системы с так называемой «медленной динамикой», для описания термодинамических состояний которых в [1, 2] введено понятие эффективных температур.

Спецификой систем с медленной динамикой является подчинённость их поведения конечно-амплитудным флуктуациям интенсивных переменных, которые в случае пластической деформации представляют собой множественные области локализованной пластичности. Зарождение и динамика зон локализованной пластичности сопровождается изменением симметрии нелинейной системы – уменьшается количество эффективных степеней свободы, определяющих механизмы переноса импульса и термодинамические свойства системы. Деформированный монокристалл в условиях квазистатической пластической деформации является ярким примером неравновесных систем с «медленной динамикой».

Целью работы является разработка метода определения эффективных температур как термодинамических характеристик неравновесного состояния пластически деформированных металлов.

Для эксперимента были подготовлены образцы из монокристалла алюминия размером 41х3,8х1,8 мм (рис.1).



Рис.1. Монокристалл алюминия (41х3,8х1,8 мм)

Растяжение образцов осуществлялось с помощью разрывной машины (2167 Р-50). Морфология поверхности образцов исследовалась с использованием интерферометра-профилометра высокого разрешения New-View 5000.

На основании обобщения флуктуационно-диссипативной теоремы [3] в работе предложен метод вычисления эффективной температуры как термодинамической характеристики текущего состояния пластически деформированного материала

$$\overline{(S-s)}^2 = \frac{T_{eff}}{\left(\frac{\partial^2 F}{\partial s^2} \right)}, \quad (1)$$

где F – свободная энергия, S – среднее значение, s – флуктуация, T_{eff} – эффективная температура.

Флуктуации пластической деформации оценивались по величине рельефа свободной поверхности деформированного образца, инициированной локализованными пластическими сдвигами.

Флуктуации пластических деформаций вычислялись по данным New View по формуле:

$$\Delta\varepsilon = \frac{\Delta h(l)}{l}, \quad (2)$$

где l – выбранный масштаб структурного разрешения интерферометра-профилометра New View, м; h – амплитуда шероховатости (рис. 2).

В качестве усредненных квадратичных флуктуаций параметров неравновесной системы была выбрана следующая величина:

$$\overline{(S-s)}^2 = \left\langle \left\langle \Delta\varepsilon(l) \right\rangle_x^2 - \left\langle \Delta\varepsilon^2(l) \right\rangle_x \right\rangle_{l'}, \quad (3)$$

где l' – количество срезов взятых в исследуемой области поверхности образца.

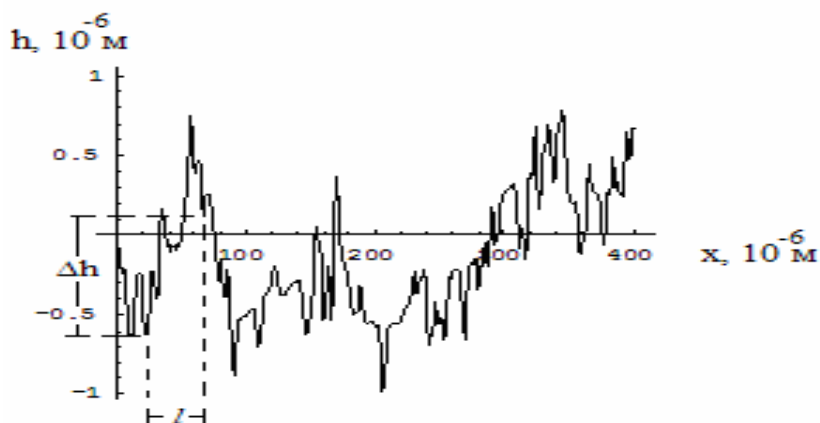


Рис. 2. Характерный профиль поверхности

Применительно к данной физической ситуации использовалось следующее представление для структурной восприимчивости материала к пластическому деформированию:

$$\chi = \left(\frac{\partial^2 F}{\partial^2 \varepsilon} \right)^{-1} = \frac{1}{a^3} * \frac{\Delta\varepsilon'}{\Delta\tau}, \quad (4)$$

где $a^3 = l*b^2$ – активационный объем, b – вектор Бюргерса ($b = a/2 <110>$), $\Delta\varepsilon'$ и $\Delta\tau$ – изменения величин деформации и усилия.

Используя соотношения (1), (3), (4), получено следующее представление для «эффективных температур», соответствующее определенному значению деформации:

$$T_{eff}(l) = \frac{a^3 \Delta\tau \left\langle \left\langle \Delta\varepsilon(l) \right\rangle_x^2 - \left\langle \Delta\varepsilon^2(l) \right\rangle_x \right\rangle_{l'}}{\kappa_B \Delta\varepsilon}, \quad (6)$$

где κ_B – постоянная Больцмана.

На основании формулы (6) получена зависимость эффективной температуры T_{eff} от структурного масштаба l (рис.3).

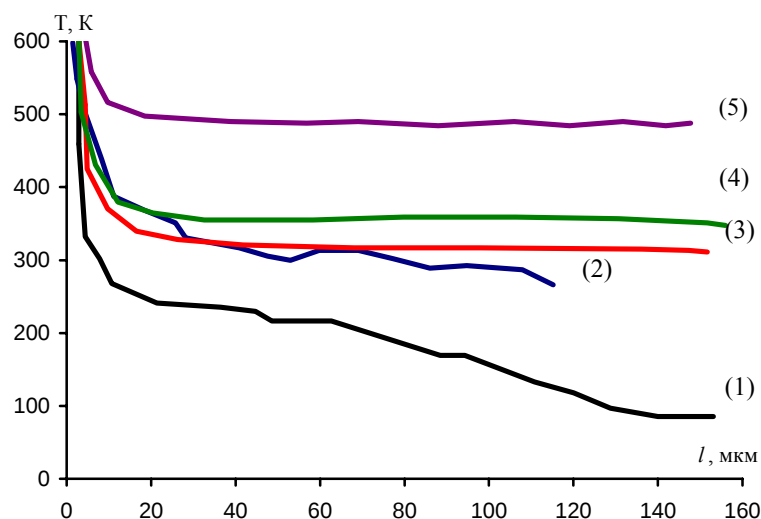


Рис. 3. Зависимость эффективной температуры T_{eff} от структурного масштаба l : кривая (1) при относительной деформации $\varepsilon = 4,0\%$; кривая (2) – $\varepsilon = 4,4\%$; кривая (3) – $\varepsilon = 5,1\%$; кривая (4) – $\varepsilon = 5,8\%$; кривая (5) при относительной деформации $\varepsilon = 6,3\%$

Оценки эффективных температур показали, что на начальном этапе деформирования наблюдается сильная зависимость «эффективной температуры» от масштаба дислокационных субструктур l , что объясняется небольшой величиной структурных напряжений. С увеличением деформации и при огрублении дислокационных субструктур, носителей пластической деформации, роль флуктуаций, обусловленных температурой, уменьшается и компенсируется ростом структурных напряжений σ_{eff} . Подтверждением этой тенденции является независимость «эффективных температур» от масштаба l .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 05-01-00863а, № 05-08-33652а, № 07-08-96001-р_урал_а,) и гранта молодых ученых и аспирантов УрО РАН.

Список литературы

1. Cugliandolo L.F., Kurchan J. and Peliti L. Energy flow, partial equilibration, and effective temperatures in system with slow dynamics//Physical Review, 1997, V.55, №4, P.3898-3914.
2. Леонтович М.А. Избранные труды. М.: Наука, 1985. с. 233-244
3. Наймарк О.Б., Баяндин Ю.В. и др. О термодинамике структурно-скейлинговых переходов при пластической деформации твердых тел // Физическая мезомеханика. – 2005. – Т.8. - №5. – С.23-29.

**СКАЧОК ДЕФОРМИРУЮЩЕГО НАПРЯЖЕНИЯ ПРИ
СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ ПЕРЕХОДЕ В РКУП-АЛЮМИНИИ**

**Estrin Y. *, Григорова Т. В., Исаев Н. В., Пустовалов В. В., Фоменко В. С.,
Шумилин С. Э., Janecek M. **, Hellmig R. J. ***

*B. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering of the National
Academy of Sciences of Ukraine, Kharkov, Ukraine,*

pustovalov@ilt.kharkov.ua

** Institute of Materials Science and Technology, Clausthal University of Technology,
Clausthal-Zellerfeld, Germany*

*** Department of Metal Physics, Charles University, Praha 2, Czech Republic*

В последние годы все большее внимание привлекают микрокристаллические, субмикрокристаллические и нанокристаллические материалы, которые обнаруживают уникальные упругие, прочностные, пластические, магнитные, электрические, электронные и другие свойства. Все эти материалы существенно превосходят по своей прочности обычные поликристаллические материалы, что связано с размером зерна, совершенством его внутреннего строения и свойствами межзеренных границ.

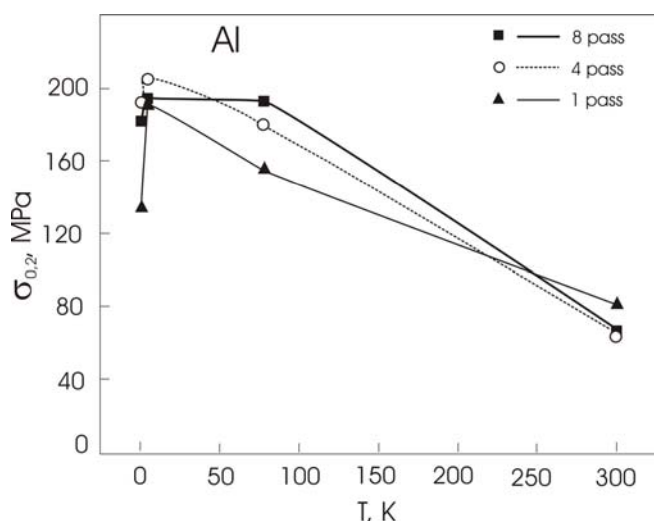
Механизмы, контролирующие пластическую деформацию микро-, субмикро- и нанокристаллических материалов, продолжают активно изучаться. В настоящее время предложен целый ряд моделей [1], объясняющих экспериментальные результаты, полученные преимущественно при и выше комнатной температуры деформации. Для дальнейших исследований представляет интерес наряду с расширением круга изучаемых материалов расширить и температурный интервал их деформации в сторону низких температур. Это позволит глубже изучить влияние диффузионных процессов при пластической деформации, определить роль динамических свойств дислокаций, в том числе при изменении электронных свойств материала в результате сверхпроводящего перехода [2].

Данная работа посвящена изучению пластичности субмикрозернистого алюминия, полученного методом равноканального углового прессования (РКУП), в интервале температур 0,5 – 295 К. Поскольку указанный интервал включает критическую температуру сверхпроводящего перехода ($T_c = 1,175$ К), особое внимание уделено влиянию N-S перехода на пластичность субмикрокристаллического материала при $T < T_c$.

Исследовались образцы алюминия чистотой (99,95%) после 1, 4 и 8 проходов РКУП по маршруту Вс (образец поворачивался на 90° вокруг продольной оси после каждого прохода). Субмикрокристаллическая структура (СМК) образца менялась в зависимости от числа проходов РКУП.

Исходные заготовки для РКУП имели размеры $30 \times 10 \times 10$ мм³. После РКУП из них механическим фрезерованием и электроискровой резкой получали плоские образцы в форме двойной лопатки для испытаний на растяжение. После травления и механической полировки размеры рабочей части образца составляли $10 \times 3,1 \times 0,85$ мм³. Для сравнения изучались образцы поликристаллического алюминия чистотой 99,95% со средним размером зерна 150 мкм, не подвергавшиеся РКУП, а также монокристаллы алюминия чистотой 99,999%.

Образцы деформировались с постоянной скоростью 10^{-5} с⁻¹ при температурах 295; 77,3; 4,2 и 0,52 К. Техника деформирования при субкельвиновых температурах подробно описана в [3].



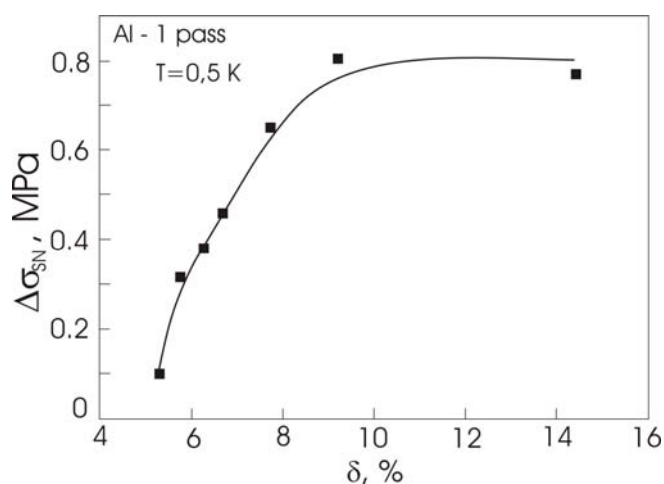
Согласно полученным данным пластичность РКУП-образцов алюминия при комнатной температуре оказалась существенно меньшей по сравнению с обычными крупнозернистыми кристаллами. Так, величина максимального однородного удлинения после 1, 4 и 8 проходов РКУП при 295 К составляет соответственно 9; 11,5 и 9 %, в то время как у обычных поликристаллов при тех же условиях деформирования она достигает примерно 33 % [4].

Пластичность всех РКУП-образцов по мере понижении температуры сначала увеличивается (вплоть до 4,2 К), а затем слабо уменьшается (при 0,5 К). Тем не менее, даже при температуре 0,5 К все РКУП-образцы сохраняют резерв пластичности порядка 50 %, который слабо зависит от числа проходов.

Все РКУП-образцы характеризуются высоким уровнем деформирующего напряжения. Общий вид температурной зависимости условного предела текучести $\sigma_{0,2}$ для РКУП-образцов всех типов подобен тому, который наблюдается в крупнозернистом алюминии [4]: $\sigma_{0,2}$ растет с понижением температуры (см. рис.). При комнатной температуре наибольшее значение $\sigma_{0,2}$ наблюдалось для образцов после однократного прессования (1РКУП), а значения $\sigma_{0,2}$ для 4РКУП и 8РКУП практически совпадают, оставаясь на 25% ниже, чем для 1РКУП. При температуре 77 К максимальное $\sigma_{0,2}$ наблюдается для образцов 8РКУП. В области низких температур зависимость $\sigma_{0,2}(T)$ носит аномальный характер: при 0,5 К все значения $\sigma_{0,2}$ заметно ниже (на 10–30 %), чем при температуре 4,2 К.

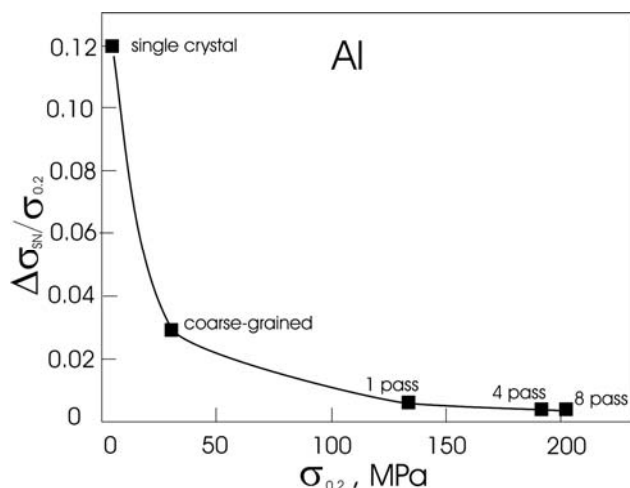
При температурах 4,2 и 0,5 К на диаграмме нагружения РКУП-образцов наблюдаются скачки нагрузки. Область скачкообразной деформации и амплитуда скачков нагрузки увеличиваются с понижением температуры в указанном интервале.

Для изучения влияния сверхпроводящего перехода (NS перехода) на деформирующее напряжение образец деформировали при постоянной температуре 0,5 К (т.е. при $T < T_c$). В ходе деформирования многократно изменяли его электронное состояние с помощью внешнего магнитного поля сверхпроводящего соленоида. Напряженность магнитного поля соответствовала условию $H > 8H_c$, где H_c – напряженность критического магнитного поля в алюминии. Измеряя скачок нагрузки при каждом разрушении и восстановлении сверхпроводимости, определяли зависимость скачка деформирующего напряжения $\Delta\sigma_{NS}$ (или $\Delta\sigma_{SN}$) от деформации.



Для всех РКУП-образцов эти зависимости качественно подобны: при малых деформациях величина $\Delta\sigma_{NS}$ возрастает, а после 8–10 % достигает насыщения (см. рис.). При больших деформациях на фоне интенсивной скачкообразной деформации регистрация скачка нагрузки при NS переходе затруднена.

Представляет интерес сравнить величину $\Delta\sigma_{NS}$ -эффекта в алюминиевых образцах с различной исходной структурой. Для этого можно воспользоваться, например, приведенной величиной $(\Delta\sigma_{NS}/\sigma_{0,2})$, где $\Delta\sigma_{NS}$ – максимальный скачок, а $\sigma_{0,2}$ – условный предел текучести соответственно моно-, поли- и РКУП- образцов, измеренный при деформации в S-состоянии и $T = 0,5$ К. Нижний рисунок иллюстрирует изменение величины $(\Delta\sigma_{NS}/\sigma_{0,2})$ в зависимости от $\sigma_{0,2}$ в РКУП, а также моно- и поликристаллах алюминия [4]. Максимальная относительная величина эффекта наблюдается в монокристаллическом образце: $\Delta\sigma_{NS} = 0,65$ МПа, что составляет 12% предела текучести. В РКУП-алюминии величина $\Delta\sigma_{NS}/\sigma_{0,2}$ уменьшается в 20 раз: абсолютный скачок $\Delta\sigma_{NS} = 0,80$ МПа, что, однако, составляет лишь 0,6–0,4 % предела текучести.



Как известно, изменение пластичности металла при сверхпроводящем переходе обусловлено, прежде всего, изменением сил электронного трения и проявлением инерционных свойств подвижных дислокаций. Величина эффекта сильно зависит от чистоты кристалла. В монокристаллах скачок $\Delta\sigma_{NS}$ в первом приближении пропорционален величине критического напряжения сдвига, точнее, доле эффективного напряжения. По мере деформации параллельный рост плотности подвижных дислокаций и

плотности деформационных дефектов приводят к тому, что величина $\Delta\sigma_{NS}$, определяемая инерционными свойствами дислокаций, перестает зависеть от деформации. В обычном поликристалле проявление инерционных свойств дислокаций ограничено их взаимодействием с межзеренными границами, что приводит к ослаблению $\Delta\sigma_{NS}$ -эффекта. Еще более резкое ослабление $\Delta\sigma_{NS}$ -эффекта в случае РКУП-алюминия можно связать, таким образом, с двумя обстоятельствами: во-первых, естественно, с возрастанием объемной доли межзеренных границ, препятствующих свободному пробегу дислокаций, во-вторых, с уменьшением исходной плотности подвижных дислокаций внутри зерна, способных проявлять свои инерционные свойства при изменении электронного состояния металла.

Список литературы

1. М.А. Meyers, А. Mishra, D.J. Benson, Progress in Materials Science, 2006, **51**, 427.
2. В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, ФНТ, 2006, **32**, 3.
3. И.Н. Кузьменко, В.В. Пустовалов, С.Э. Шумилин, ПТЭ, 1988, **1**, 196.
4. В.В. Пустовалов, С.Э. Шумилин, ФММ, 1986, **62**, 171.

СКАЧКООБРАЗНАЯ ДЕФОРМАЦИЯ СПЛАВА Al–Li В НОРМАЛЬНОМ И СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ СОСТОЯНИИ

**Григорова Т. В., Исаев Н. В., Пустовалов В. В., Фоменко В. С.,
Шумилин С. Э.**

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И.Веркина НАН Украины,
Харьков, Украина
isaev@ilt.kharkov.ua*

Одной из особенностей пластичности ряда металлов и сплавов в области криогенных температур является скачкообразный характер пластической деформации. При дислокационном скольжении низкотемпературная скачкообразная деформация (НТСД) развивается в ограниченной области температур и скоростей деформации при достижении некоторой критической степени деформации образца ϵ_c и зависит от электронного состояния образца. Результаты экспериментальных и теоретических исследований, посвященных природе НТСД, подробно обсуждались в обзоре [1].

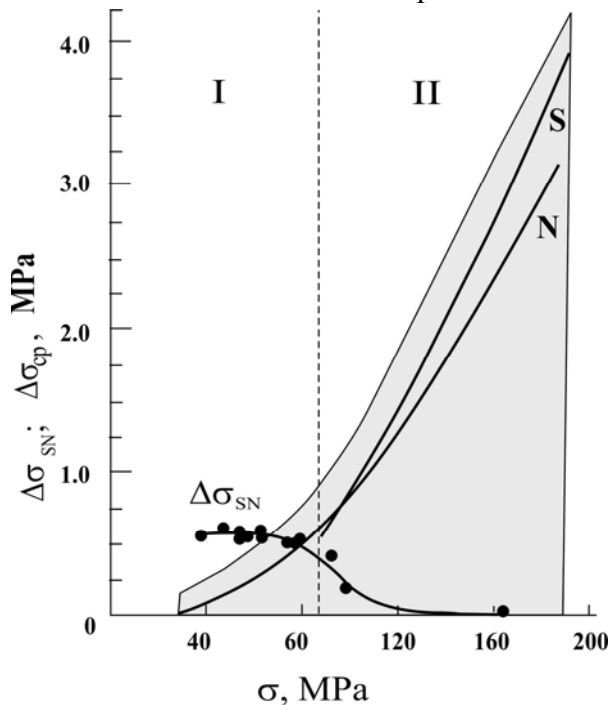
Существует две основные точки зрения на природу НТСД. В рамках тепловой концепции условия неустойчивости объясняются термоактивированным движением дислокаций и определяются соотношением теплового разупрочнения и деформационного упрочнения образца с учетом условий его теплообмена с окружающей средой и характеристик деформационной машины [2]. Дислокационная концепция НТСД [3] основана на решающей роли динамики дислокационных скоплений, разрушающих сидячие дислокационные барьеры при низких температурах за счет высокой концентрации напряжений в голове скопления. Лавинообразное движение скопления дислокаций проявляется в виде спада нагрузки на деформационной кривой. Важные экспериментальные данные, подтверждающие роль динамических дислокационных процессов в развитии НТСД, были получены в работах [4–6] по изучению электрических импульсов, которые сопутствовали НТСД монокристаллов алюминия и ниобия. Анализ статистики электрических импульсов и скачков нагрузки позволил описать поведение дислокационной системы при НТСД как эволюцию интерактивной системы, стремящейся достичь критического состояния путем самоорганизации [7–9].

Таким образом, основной проблемой теоретических концепций НТСД остается физическая природа процесса, приводящего к срыву нагрузки и катастрофическому увеличению скорости пластической деформации. Для ее решения представляют интерес дальнейшие эксперименты по исследованию кинетических и статистических закономерностей развития НТСД сверхпроводящих материалов в зависимости от различных условий деформации.

Исследован твердый раствор Al–3,8 ат.% Li, в котором НТСД уже наблюдалась авторами в [10] на штампованных образцах. В данном случае поликристаллические образцы в форме двойной лопатки вырезали из литого бруска с помощью электроискровой резки. Размеры рабочей части образца – $15 \times 3 \times 1,8$ мм³, средний размер зерна – 300 мкм. После полировки и отжига при температуре 473 К образцы помещали в деформационную машину с He³–криостатом [11] (жесткость машины $K = 1,75 \cdot 10^6$ Н/м) и деформировали растяжением с заданной скоростью 10^{-6} с⁻¹ при постоянной температуре окружающей среды $T = 0,52$ К, ($T_c = 1,10$ К). Низкая скорость деформации позволяла минимизировать стационарный разогрев образца. Изменение электронного состояния образца ($N - S$) в процессе деформации осуществляли с по-

мощью внешнего магнитного поля сверхпроводящего соленоида напряженностью $H = 550$ Оэ. Благодаря тому, что при фиксированной температуре $T < T_c$, где T_c – температура сверхпроводящего перехода, величина $\Delta\sigma_{NS}$ определяется долей сверхпроводящей фазы в деформируемом объеме [1, 10, 12], зависимость $\Delta\sigma_{NS}(T)$ можно использовать для оценки величины локального разогрева. Статистическую обработку данных проводили по сериям из 1270 скачков в N- и 450 скачков в S-состоянии. Анализировали гистограммы нормированной амплитуды скачка напряжения $s = \Delta\sigma_i/\sigma_i$, где σ_i – напряжение течения в момент срыва нагрузки.

Сравнение кривых растяжения N и S- образцов при одинаковых заданных условиях $T = 0,52$ К показало: 1) для критической деформации выполняется неравенство $\varepsilon_{cN} < \varepsilon_{cS}$; 2) переход образца из нормального (N) в сверхпроводящее (S) состояние сопровождается полным или частичным подавлением НТСД, когда амплитуда скачка напряжения $0 \leq \Delta\sigma_S < \Delta\sigma_N$; 3) скачок напряжения при N – S переходе, $\Delta\sigma_{NS}$ («пластификация») не зависит от деформации при $\varepsilon < \varepsilon_{cN}$ и стремится к нулю в области $\varepsilon > \varepsilon_{cS}$. Зарождение НТСД в N-состоянии сопровождается большим числом скачков напряжения малой амплитуды. Скачки напряжения в S - состоянии чередуются с участками плавного течения образца.



По мере деформации амплитуда скачка напряжения $\Delta\sigma_i$ принимает случайные значения, дисперсия которых, а также средняя величина $\Delta\sigma_{ср}$, рассчитанная в узком интервале напряжений, монотонно возрастают в N и S-состояниях. Зависимости $\Delta\sigma_{ср}(\sigma)$ для N и S- образцов, а также зависимость «пластифицирующего эффекта» $\Delta\sigma_{SN}(\sigma)$ представлены на рисунке. Эти зависимости можно условно разделить на две области: в одной НТСД наблюдается только в N-состоянии (I), в другой одновременно в N и S-состояниях (II). Следует, однако, отметить, что в области I отсутствие регистрируемых скачков напряжения в S-состоянии может объясняться ограниченной чувствительностью эксперимента.

Зависимость $\Delta\sigma_{NS}$ в области I постоянна, а в области II – уменьшается с ростом деформирующего напряжения. Если падение $\Delta\sigma_{SN}$ в области II обусловлено уменьшением доли сверхпроводящей фазы в результате разогрева деформируемого объема образца, то, независимо от конкретного механизма, с учетом известной зависимости $\Delta\sigma_{NS}(T/T_c)$ соответствующий разогрев не должен превышать 0,5 К. Следовательно, существование НТСД в нормальном образце не связано с локальным разогревом, по крайней мере, в области малых напряжений.

Для анализа динамики НТСД были построены гистограммы нормированных амплитуд скачка напряжения $s = \Delta\sigma_i/\sigma_i$. Показано, что N-состоянию соответствует монотонно убывающее, а S-состоянию – распределение с максимумом. В N-состоянии полное распределение амплитуд определяется статистикой НТСД в области I малых напряжений. Если рассматривать совокупность дислокаций как динамическую диссипативную систему взаимодействующих элементов, для ее описания можно привлечь представления о самоорганизующихся критических состояниях [8]. Для срав-

нения статистики НТСД в N- и S-состоянии и оценки роли электронного трения дислокаций была проанализирована плотность распределения нормированной амплитуды скачка $D(s) = (1/n) \delta n(s)/\delta s$, где $\delta n(s)$ – число скачков напряжения внутри классического интервала $(s - \delta s/2, s + \delta s/2)$, n – полное число скачков в статистической выборке. В N-состоянии экспериментальные данные удовлетворительно описываются степенной зависимостью $D(s) \sim s^{-\alpha}$, где $\alpha = 1,3 \pm 0,2$, при этом $\Delta\sigma_i$ и $D(s)$ изменяются на два–три порядка. Аналогичный результат был получен в работе [5]. В теории нелинейных динамических систем степенной закон распределения с показателем порядка единицы является одним из признаков самоорганизации. В результате физическую картину развития НТСД можно представить следующим образом. В окрестности критической деформации ε_{cN} при определенной плотности дислокационных скоплений происходит силовое разрушение сидячих дислокационных барьеров. В условиях критической плотности скоплений (когда их поля напряжений перекрываются) разрушение хотя бы одного из барьеров может нарушить устойчивость соседних скоплений и стимулировать цепную реакцию. Масштаб соответствующей релаксации в виде скачка напряжения зависит от масштаба цепной реакции, а условиями цепной реакции являются критическая плотность деформационных барьеров и критическая сила связи между дислокациями или скоплениями дислокаций.

Список литературы

1. В. В. Пустовалов. ФНТ, 26, №6, 515 (2000).
2. L.P.Kubin, Ph.Spiesser, Yu. Estrin. Acta Met., 30, 385 (1982).
3. А. Зеегер. Дислокации и механические свойства кристаллов. М.ИЛ, 1960, с.179-68.
4. В. С.Бобров, М. А. Лебедкин. ФТТ, 31, № 6, 120 (1989).
5. В. С.Бобров, С. И. Зайцев, М. А. Лебедкин. ФТТ, 32, № 10, 3060 (1990).
6. В. С.Бобров, М. А. Лебедкин. ФТТ, 35, № 7, 1881 (1993).
7. P.Bak, C.Tang. Wiessenfeld K. Phys. Rev. A., 38, 364 (1988).
8. P. Bak, C.Tang. Wiessenfeld K. Phys. Rev. Lett, 59, 381 (1987).
9. P. Bak, K.Chen. Scientific American, 264, N1, 46 (1991).
10. Н.В.Исаев, В.В.Пустовалов, В.С.Фоменко, С.Э.Шумилин, ФНТ 22, 99 (1996).
11. И.Н. Кузьменко, В.В. Пустовалов, С.Э. Шумилин, ПТЭ 1, 196 (1988).
12. Н.В. Исаев, В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, Н.И.Колобнев, С.Э.Шумилин, И.А.Фридляндер. ФНТ, 16, №10, 1338 (1990).

ВЛИЯНИЕ НАПОЛНИТЕЛЕЙ НА ПРОЧНОСТЬ ПОЛИУРЕТАНОВЫХ ЭЛАСТОМЕРОВ

Токарев А. В., Бестужева В. В., Сиротинкин Н. В.

Широкое применение в различных отраслях хозяйства находят полиуретановые покрытия и герметики. В полиуретановые композиции часто вводят наполнители с целью удешевления материала, уменьшения горючести, увеличения коэффициента трения, повышения атмосферостойкости, снижения текучести, придания окраски и матовости. Составы предназначены для защиты корпусных конструкций, деталей и узлов от гидродинамических воздействий морской воды, палуб от истирания и коррозии, для герметизации судовых конструкций [1].

Нами синтезированы термореактивные полиуретановые (ПУ) каучуки на основе простых (ПУ-1) и сложных олигоэфиров (ПУ-2) с толуилдидиизоцианатом, удлинителем цепи был выбран Диамет Х. В качестве наполнителей применяли стеклянные микрошарики (СМШ) борсиликатной природы с дисперсностью ≤ 100 мкм (рисунок 1) и фракционированную ПУ крошку (таблица 1). Крошку получали в процессе вальцевания отходов производства аналогичного по составу эластомера. На выходе полученная крошка полидисперсного состава содержала преимущественно 0,5-ти мм фракцию. Применение ПУ крошки имеет важное значение для утилизации этого вида отходов.

Таблица 1. Изменение прочности ПУ-1 в зависимости от дисперсности введенной крошки при 10%-м масс. наполнении.

Дисперсность крошки, мм	Предел прочности при растяжении, МПа
0	42,0
0,3	41,9
0,5	28,9
0,8	23,3

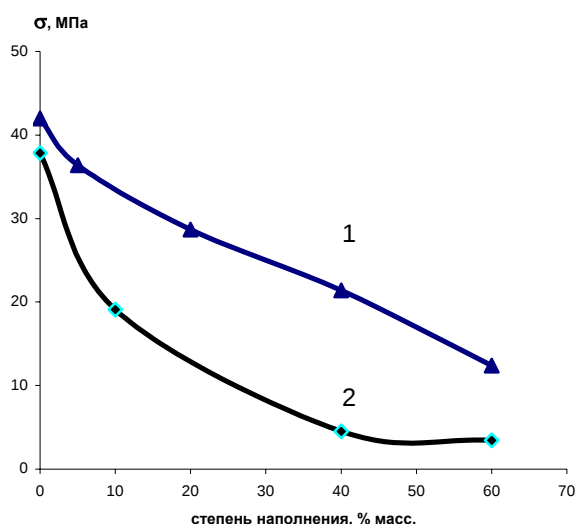


Рис. 1. Зависимость прочности ПУ-1 и ПУ-2 от концентрации СМШ: 1– ПУ-1; 2– ПУ-2

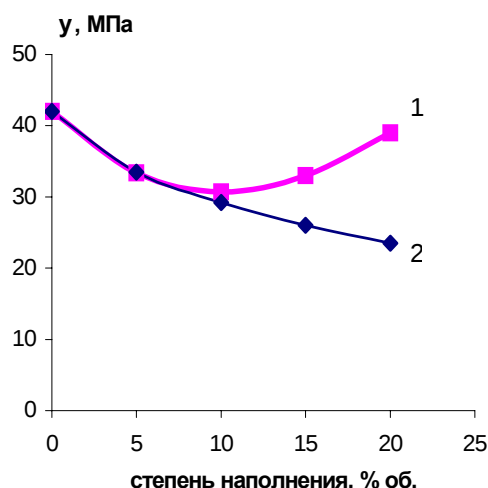


Рис. 2. Влияние объемного наполнения 0,5-ти мм крошкой и СМШ на прочность ПУ-1: 1– крошка; 2– СМШ

Прочность при наполнении СМШ монотонно снижается, что связано с ограничениями возможных конформаций макромолекул вблизи твердой стенки наполнителя. Наполнение 0,5-ти мм крошкой носит экстремальный характер: при 15 %-м наполнении образуется непрерывная цепечечно-сетчатая структура крошки в полимерной матрице, что увеличивает прочность. Дальнейшее наполнение крошкой не представляется возможным из-за высокой вязкости системы и связанной с этим сложностью перемешивания.

1. Мудров О. А., Савченко И. М., Шитов В. С. Справочник по эластомерным покрытиям и герметикам в судостроении. – Л.: Судостроение, 1982 – 184 с.

КОМПОЗИЦИОННЫЕ ПОЛИМЕРНЫЕ МАТЕРИАЛЫ С БИНАРНЫМ НАПОЛНЕНИЕМ

Соловьев В. С., Успенская М. В.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики
mv_uspenskaya@mail.ru

К недостаткам получаемых акрилатных влагопоглощающих материалов относится неудовлетворительный комплекс упруго-прочностных параметров. Последнее обстоятельство делает необходимым формирование в дополнение к характерной для сшитых сополимеров пространственной химической сетке, также сетки физической.

Нами были получены новые сорбирующие композиционные пленки на основе полимерной матрицы – полиакрилата натрия сшитого N,N-метиленабисакриламидом путем радикальной полимеризации в водной среде при температуре 20–50 °С. В качестве модификаторов нами были использованы алюмосиликатные стеклосферы, представляющие собой полые сферические частицы диаметром 50–250 мкм, и фуллерен C₆₀.

Наполнители вводились на стадии синтеза: концентрация стеклосфер варьировалась в пределах 0–30 мас.%, концентрация фуллерена составляла 0,1 мас.% от загрузки акриловой кислоты. C₆₀ вводился в реакционную смесь без предварительного растворения на начальной стадии синтеза при перемешивании. Доля мономера в реакционной смеси составляла 20–40 мас%, в качестве инициатора использовали окислительно-восстановительную систему: персульфат аммония – тетраметилэтилендиамин. Время процесса варьировалось от 0,5 до 5 ч. Полученные материалы имели влагосодержание 40–45%.

В ходе работы было продемонстрировано влияние условий синтеза на физико-химические и механические свойства композитов, таких как прочность пленок на разрыв и относительное удлинение. Подобраны оптимальные концентрации исходных компонентов для получения материала с наибольшим влагопоглощением и сохраняющим геометрическую форму в набухшем состоянии.

Показано, что введение стеклосфер увеличивает до 125 кПа прочность на разрыв полимерных пленок, что в 3–5 больше чем прочность на разрыв для ненаполненных акриловых пленок. Повышение содержания фуллерена в композиции увеличивает относительное удлинение материала до 1740%. Совместное введение наполнителей, как алюмосиликатных стеклосфер, так и фуллерена приводит к синергическому эффекту.

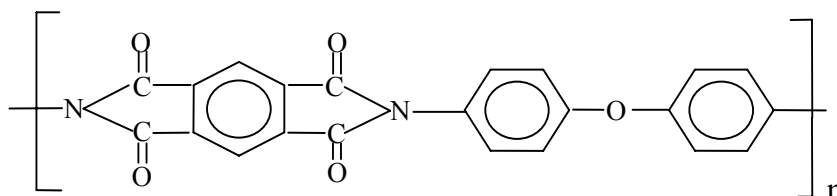
Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 05-08-333-49-А от 20.10.05 N22-1-2005.

ПУТИ РЕГУЛИРОВАНИЯ ДЕФОРМАЦИОННО-ПРОЧНОСТНЫХ СВОЙСТВ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ И ПОКРЫТИЙ

Мартинкевич А. А., Прокопчук Н. Р., Николайчик А. В.

Белорусский государственный технологический университет, Минск, Беларусь
Anna_nic1979@mail.ru

В развитии современной техники и технологии особое и все возрастающее значение приобретает разработка и применение новых материалов, в частности, полимерных композиционных материалов, имеющих в продукции этих отраслей самое разнообразное функциональное назначение. Среди этих материалов по уровню достигаемых эксплуатационных характеристик изготавливаемых изделий полиимиды занимают особое место, благодаря уникальному комплексу свойств. В исключительно широком диапазоне рабочих температур ($-200 - +500\text{ }^{\circ}\text{C}$) их высокие механические характеристики сочетаются с высокой термо- и хемостойкостью, стойкость к ионизирующим излучениям хорошими электрофизическими свойствами, отсутствием пластичного течения при повышенной температуре и нагрузке. На основе полиимидов изготавливаются практически все виды полимерных материалов: пленки, пластмассы, лаковые покрытия, пеноматериалы, заливочные компаунды. Основным недостаток этого класса полимеров – дороговизна мономеров и сложность синтеза, что обуславливает высокую цену. Наиболее дешевый представитель этого класса полимеров – поли-4,4'-дифенилоксидпиромеллитимид, синтезируемый из сравнительно доступного сырья:



Данная работа посвящена его модификации олигомерными смолами с целью получения недорогих полиимидных материалов с улучшенными свойствами.

Модификаторы вводились в полиимид на стадии форполимера – полиамидокислоты, после чего из раствора форполимера отливались пленки, высушивались и подвергались термической имидизации ($20-300\text{ }^{\circ}\text{C}$ в течение 3-х часов).

Т а б л и ц а 1. Свойства полипиромеллитимидных пленок, модифицированных фурфурольным олигомером

Содержание модификатора, %	σ , МПа	E, ГПа	ε , %	T_d , $^{\circ}\text{C}$	Цвет
0	101	1,26	29	510	св-желтый
1	157	1,24	34	510	св-желтый
3	141	1,24	32	510	Интенсивный темно-вишневый
5	130	1,25	25	510	
10	126	1,26	12	510	

Введение в полипиромеллитимид незначительных количеств (1 %) фурфурольного олигомера (табл. 1) позволяет очень существенно повысить его прочность; при этом практически неизменными остаются модуль упругости, температура начала термоокислительной деструкции и относительное удлинение при разрыве. Введение больших (до 10 %) количеств модификатора приводит, при постоянных термических свойствах и модуле упругости, к падению эластичности и некоторому снижению прочности (относительно прочности при оптимальной концентрации модификатора). Модификация полипиромеллитимида фурфурольным олигомером позволяет получать не только полиимидный материал с улучшенными прочностными характеристиками, но и с интенсивной окраской. Нужно отметить, что получение интенсивно окрашенных полиимидных материалов – задача достаточно нетривиальная, так как красители и пигменты либо не совмещаются с полиамидокислотой, из-за чего существенно страдают эксплуатационные свойства материала, либо разрушаются при имидизации полиамидокислоты до полиимида, что ведет не только к потере окраски, но и к введению в систему дополнительного количества свободных радикалов и других продуктов распада, существенно ухудшающих свойства материала. В то же время, введение фурфурольного олигомера позволяет получать окрашенный полиимидный материал с улучшенными деформационно-прочностными свойствами полностью сохраняя присущую полиимиду высокую термостойкость.

Т а б л и ц а 2 . Свойства полипиромеллитимидных пленок, модифицированных меламинаформальдегидным олигомером

Содержание модификатора, %	σ , МПа	E , ГПа	ε , %	T_d , °C
0	101	1,26	29	510
1	106	1,29	34	512
3	123	1,43	32	515
5	136	1,49	25	524
10	112	1,32	9	518

Введение в полипиромеллитимид меламинаформальдегидного олигомера ведет к несколько иному изменению комплекса свойств материала. Прочность образцов существенно возрастает (табл. 2), при этом оптимальным количеством модификатора является 5 %. В отличие от фурфурольного олигомера, введение которого практически не влияет на модуль упругости и термостойкость, модификация меламинаформальдегидным олигомером позволяет повысить модуль упругости на 0,23 ГПа и увеличить температуру начала термоокислительной деструкции на 14 °C.

Данные термического и механического анализа плёнок, полученных на основе поли-4,4'-дифенилоксидпиромеллитимида, модифицированного алкилфенолформальдегидным олигомером (АФС) приведены в табл. 3.

Максимальное в данном случае увеличение разрывной прочности наблюдается у образца, содержащего 3% АФС. Эластичность материала существенно возрастает при введении 1% АФС, также наблюдается рост температуры начала термоокислительной деструкции материала.

Из данных табл. 4 видно, что в результате роста концентрации эпоксидной смолы (ЭС) в полипиромеллитимидных композициях происходит монотонное повышение прочности при разрыве, кроме того, значительно улучшаются термические характеристики. Введение 9% ЭС позволяет на 70% увеличить прочность при разрыве. При содержании в композиции 1% ЭС температура начала термоокислительной деструкции составляет 531 °C.

Т а б л и ц а 3. Свойства полипиромеллитимидных пленок, модифицированных АФС

Содержание модификатора, %	σ_p , МПа	ε , %	T_d , °C
0	101	29	510
0,5	113	33	540
1	114	42	532
3	117	12	526
5	100	12	512
9	57	7	480

Т а б л и ц а 4. Свойства полипиромеллитимидных пленок, модифицированных эпоксидным олигомером

Содержание модификатора, %	σ_p , МПа	ε , %	T_d , °C
0	101	32	510
1	121	15	541
3	143	17	534
5	182	19	510
9	181	18	510

Для повышения устойчивости полиимидного материала в температурном поле может быть рекомендована концентрация ЭС 1%. С точки зрения улучшения деформационно-прочностных свойств пленочного полиимидного материала количество модификатора может составлять 5–9% в зависимости от необходимых величин эластичности и прочности. С точки зрения устойчивости к комплексному воздействию температурно-силовых полей может быть рекомендована концентрация ЭС 5 %, при которой в достаточной степени сохраняются как деформационно-прочностные характеристики материала, так и его термостойкость.

Проанализировав все представленные данные, можно предположить, что при модификации полипиромеллитимида олигомерными смолами возникает достаточно однородная и густая пространственная сетка, о чем свидетельствуют возрастание энергии межмолекулярных взаимодействий в модифицированных системах при практически неизменном структурно-чувствительном коэффициенте γ . Это, вероятно, и обуславливает упрочнение пленок.

Однако фрагменты олигомерных смол не очень устойчивы при повышенных температурах. Поэтому зависимость температуры деструкции от концентрации модификатора носит экстремальный характер: вначале наблюдается рост T_d за счет роста энергии межмолекулярных взаимодействий и увеличения жесткости системы, а затем снижение из-за возрастающих внутренних напряжений и относительно малой термостойкости самого модификатора.

Таким образом, введение олигомерных соединений в полипиромеллитимид позволяет существенно улучшить его деформационно-прочностные свойства, а зачастую и повысить термостойкость. Такие модификаторы дешевы, доступны, хорошо совмещаются с полиамидокислотой, не препятствуют формованию пленок, а в ряде случаев позволяют получать полиимидные композиции, обладающие интенсивной окраской, что зачастую очень важно, например, в микроэлектронике для повышения контрастности рисунка в процессе фотолитографии.

ПОВЫШЕНИЕ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛИКОНДЕНСАЦИОННЫХ ЛАКОКРАСОЧНЫХ ПОКРЫТИЙ

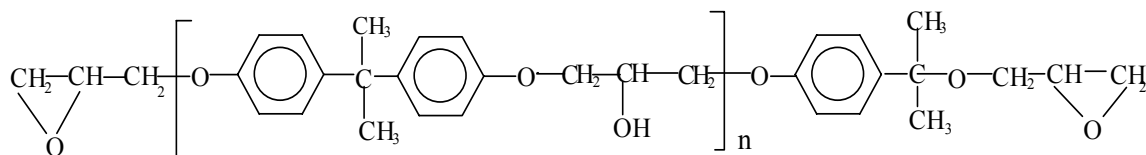
Николайчик А. В., Прокопчук Н. Р., Мартинкевич А. А.

Белорусский государственный технологический университет, Минск, Республика Беларусь

Anna_nic1979@mail.ru

Покровия на основе эпоксидных диановых смол обладают ценными эксплуатационными свойствами, поэтому работы в области их модификации и отверждения по-прежнему продолжают привлекать внимание многих исследователей. Вместе с тем имеется ряд нерешенных вопросов по улучшению механических, термических, адгезионных и защитных свойств лакокрасочных материалов на основе эпоксидных смол, которые ограничивают их более широкое использование в авиационной технике, машино- и судостроении, а также в качестве покрытий для химической аппаратуры. С целью устранения указанных недостатков представляло интерес исследовать возможности модификации эпоксидных пленкообразующих систем нанодисперсными материалами, что позволило бы придать покрытиям на их основе новый комплекс ценных технических свойств.

Основной объект данного исследования – эпоксидная пленкообразующая система смола-отвердитель – состоит из среднемолекулярной (мол. масса 900–2000) эпоксидной диановой смолы марки Э-41р формулы



и отвердителя марки Э № 4, представляющего раствор алифатической полиамидной смолы в смеси органических растворителей.

Цель работы – исследовать возможность и определить целесообразность модификации данного пленкообразователя наноуглеродными материалами, в частности ультрадисперсным алмазом (УДА) и углеродными нанотрубками (УНТ), синтез которых в промышленном масштабе освоен в Республике Беларусь.

Пленкообразующие композиции получали путем введения в смолу Э-41р расчетного количества модификатора с последующим перемешиванием до однородной массы на бисерной мельнице. Установлено, что наноуглеродные материалы хорошо совмещаются с эпоксидной матрицей, при продолжительном хранении не расслаиваются и хорошо формируются в пленки.

Из растворов отливали пленки на различные подложки. Отверждали композиции в термошкафу при 100 °С.

Результаты исследования свидетельствуют о целесообразности использования исследованных углеродных наноматериалов (УНМ) в качестве модификаторов – ускорителей отверждения эпоксидных пленкообразующих систем. Введение малых количеств добавок, как УДА, так и УНТ приводит к значительному сокращению времени высыхания эпоксидных лакокрасочных материалов (рис. 1). Повышение скорости отверждения лакокрасочных материалов, несомненно, представляет боль-

шой практический интерес и позволяет снизить энергозатраты на производство окрашенного изделия.

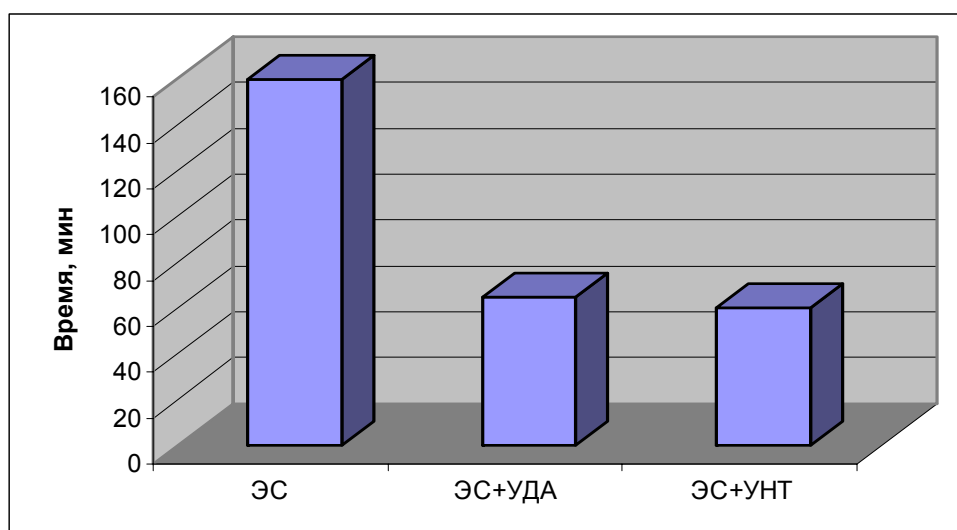


Рис. 1. Продолжительность отверждения эпоксидных покрытий до степени 3.

Качество лакокрасочного материала обуславливается комплексом эксплуатационных свойств формируемого из него покрытия, важнейшими из которых являются физико-механические (табл. 1). Для изучения влияния наночастиц на свойства лакокрасочных материалов и покрытий были использованы стандартные методики для испытания лакокрасочных материалов в соответствии с существующими стандартами ISO и ГОСТ.

Т а б л и ц а 1. Механические свойства лакокрасочных покрытий на основе Э-41р, модифицированной УДА

Содержание модификатора, %	Адгезия, см	Твердость по ТМЛ, усл. ед.	Прочность при изгибе, мм	Прочность при ударе, см
0	3	0,66	74	2,5
0,25	10	0,23	20	50
0,5	10	0,55	16	50
1	12	0,50	20	50
1,5	15	0,60	25	30
5	40	0,62	30	20
10	40	0,64	1	100
15	15	0,67	20	40

Примечание: чем ниже значение прочности при изгибе, тем она выше.

Некоторое снижение прочностных свойств покрытия при повышении содержания модификатора до 15%, вероятно, можно объяснить достижением предела (порога) наполнения, характеризующегося началом появления дефектности во фрагментах структуры эпоксидного материала. Анализ прочности при ударе показывает наличие двух оптимумов концентраций добавки УДА в системе Э-41р-Э №4: в области микродобавок – 0,25% мас. и в области более высоких концентраций – 10% мас. Мировые тенденции снижения себестоимости лакокрасочной продукции диктуют необходимость использования модификаторов в малых количествах, в связи с чем наиболее целесообразно вводить в эпоксидный пленкообразователь УДА в количестве 0,25 % мас.

Опираясь на положительные результаты, полученные при введении ультрадисперсного алмаза в эпоксидную пленкообразующую систему, были проведены исследования по модификации ее другой нанодисперсной добавкой – углеродными нанотрубками, электронные микрофотографии которой представлены на рис. 2.

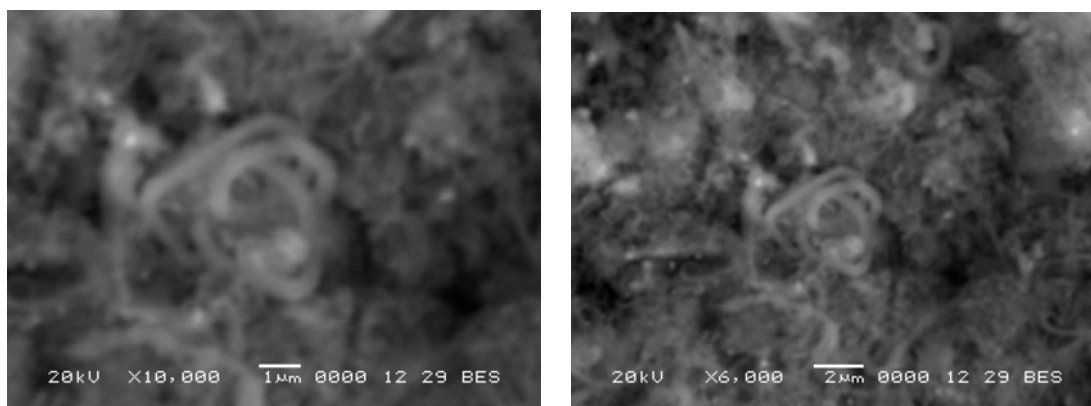


Рис. 2. Электронные снимки углеродных нанотрубок (размер частиц 4–6 нм)

Проведенные исследования показали, что нанодобавка УНТ также весьма эффективна в качестве модификатора эпоксидных диановых смол, хотя и в несколько меньшей степени, нежели чем УДА. Введение оптимальной концентрации данной добавки (0,1 % мас.) позволяет существенно повысить адгезию и прочность при изгибе – примерно в 3 раза, прочность при ударе повышается при этом в 8 раз.

Механизм воздействия наноразмерных модификаторов на свойства эпоксидной пленкообразующей системы состоит из двух аспектов. С одной стороны, взаимодействие полимера с поверхностью наполнителя приводит, по всей видимости, к ограничению подвижности полимерных цепей, которое эквивалентно образованию дополнительных физических узлов полимерной сетки. Повышение густоты эпоксидного материала при его модификации подтверждается результатами исследования способности покрытий к набуханию в ацетоне.

С другой стороны, нанодобавки могут оказывать влияние на надмолекулярную структуру полимера, являясь зародышеобразователями кристаллизации [1]. Механизм их действия заключается, скорее всего, в образовании упорядоченных областей полимера на поверхности твердых частиц, играющих роль центров кристаллизации. Выполненные электронные микрофотографии подтверждают данное предположение и объясняют существенное изменение комплекса свойств эпоксидного покрытия при модификации его наноразмерными частицами.

Разработанные лакокрасочные материалы имеют важное практическое значение, поскольку незначительное удорожание их стоимости многократно компенсируется увеличением важнейших эксплуатационных свойств покрытий.

Список литературы

1. Липатов Ю.С. Физико-химические основы наполнения полимеров. – М: Химия, 1991.

ФОРМИРОВАНИЕ СТЕПЕННЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ДЕФЕКТОВ ПО РАЗМЕРАМ В ПРОЦЕССЕ РАЗРУШЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ

Гиляров В.Л.

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

Как хорошо известно [1,2], степенные распределения различных величин (скейлинг) проявляются вблизи точек фазовых переходов. Фазовые переходы происходят в термодинамических системах, когда внешний параметр (обычно температура) достигает критического значения $T = T_c$. Ниже T_c можно определить величины, называемые параметрами порядка, которые представляют собой монотонно убывающие функции температуры, стремящиеся к нулю при $T \rightarrow T_c$. Выше температуры T_c параметры порядка тождественно равны нулю. Вдали от фазовых переходов распределения физических величин в термодинамически равновесных системах удовлетворяют закону больших чисел и являются, как правило, экспоненциальными.

При приближении к критической температуре термодинамические величины (и параметры порядка) меняются по степенному закону с показателями степени, которые называются критическими. По степенному закону меняются также парная пространственная корреляционная функция и радиус корреляций, который стремится к бесконечности, когда температура приближается к критическому значению. Наличие корреляций с бесконечным радиусом означает, что поведение любой подсистемы в рассматриваемой системе определяется всеми составляющими этой системы, даже если взаимодействия в системе являются короткодействующими. Поскольку флуктуации в системе также определяются радиусом корреляции, то можно утверждать, что размер флуктуаций в таких системах также бесконечен (в реальности определяется размером системы). Т.е. вблизи точки фазового перехода в термодинамической системе существуют крупномасштабные флуктуации.

Однако фазовые переходы – не единственный случай, когда проявляются степенные распределения. В диссипативных неравновесных системах было обнаружено самоорганизованное критическое состояние (СОК) (см., например обзор [3]), которое также характеризуется масштабно инвариантными распределениями физических величин, выражаемых степенными законами.

Имеются основания предполагать, что СОК формируется на заключительных стадиях процесса разрушения материалов. В частности, было обнаружено [4], что поведение временной автокорреляционной функции различных параметров сигнала акустической эмиссии (АЭ), связанной с трещинообразованием, перед разрушением гетерогенных материалов носит характер $1/f$ шума (рис. 1), в то время как на более ранних стадиях эта функция носит характер белого шума Найквиста, что отражает отсутствие временных корреляций. В это же самое время меняется и характер скейлинга пространственного коррелятора Грассбергера–Прокаччи (корреляционного интеграла), который на заключительной стадии разрушения становится степенным с показателем степени примерно равным фрактальной размерности будущей поверхности разрушения.

Тенденция к формированию фрактальных структур на заключительной стадии процесса разрушения была также обнаружена недавно рядом авторов при изучении трансформации поверхностного профиля латеральной поверхности механически нагруженных образцов в широком диапазоне масштабов [5,6].

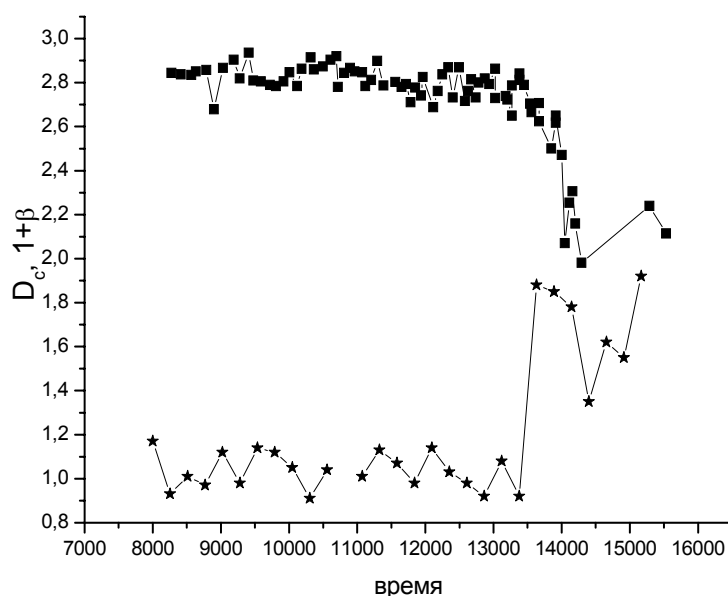


Рис. 1. Зависимости корреляционной фрактальной размерности и временного скейлингового показателя для гранитного образца

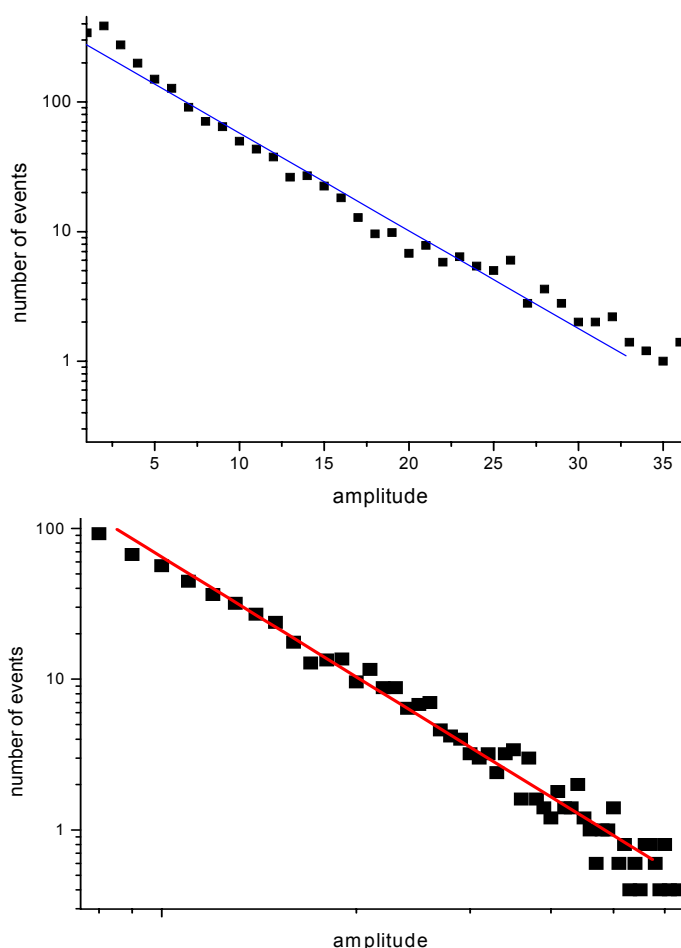


Рис. 2. Распределение сигналов АЭ по амплитудам на начальной (сверху) и конечной стадии (снизу) процесса разрушения.

о появлении СОКС на этой стадии процесса разрушения.

Аналогичные результаты были получены для трансформации поверхностного профиля металлов в нанометровом диапазоне масштабов. Изменение распределения поверхностных дефектов по их глубинам представлено на рис. 3.

В то же время представляло интерес провести исходя из экспериментальных данных прямой расчет функции распределения рождающихся дефектов по размерам. В случае разрушения гетерогенных материалов, изучаемых при помощи метода АЭ, аналогом такого распределения может служить распределение сигналов АЭ по амплитудам. На рис. 2 приведены зависимости амплитудных распределений трещин на начальной и конечной стадии процесса разрушения. Эти зависимости представлены в полулогарифмических и двойных логарифмических координатах для выявления скейлинговых закономерностей. Так, можно заметить, что на начальной стадии процесса функция распределения дефектов по размерам носит экспоненциальный характер, поскольку она спрямляется в полулогарифмических координатах. Однако на конечной стадии процесса распределение становится степенным в полном согласии с концепцией

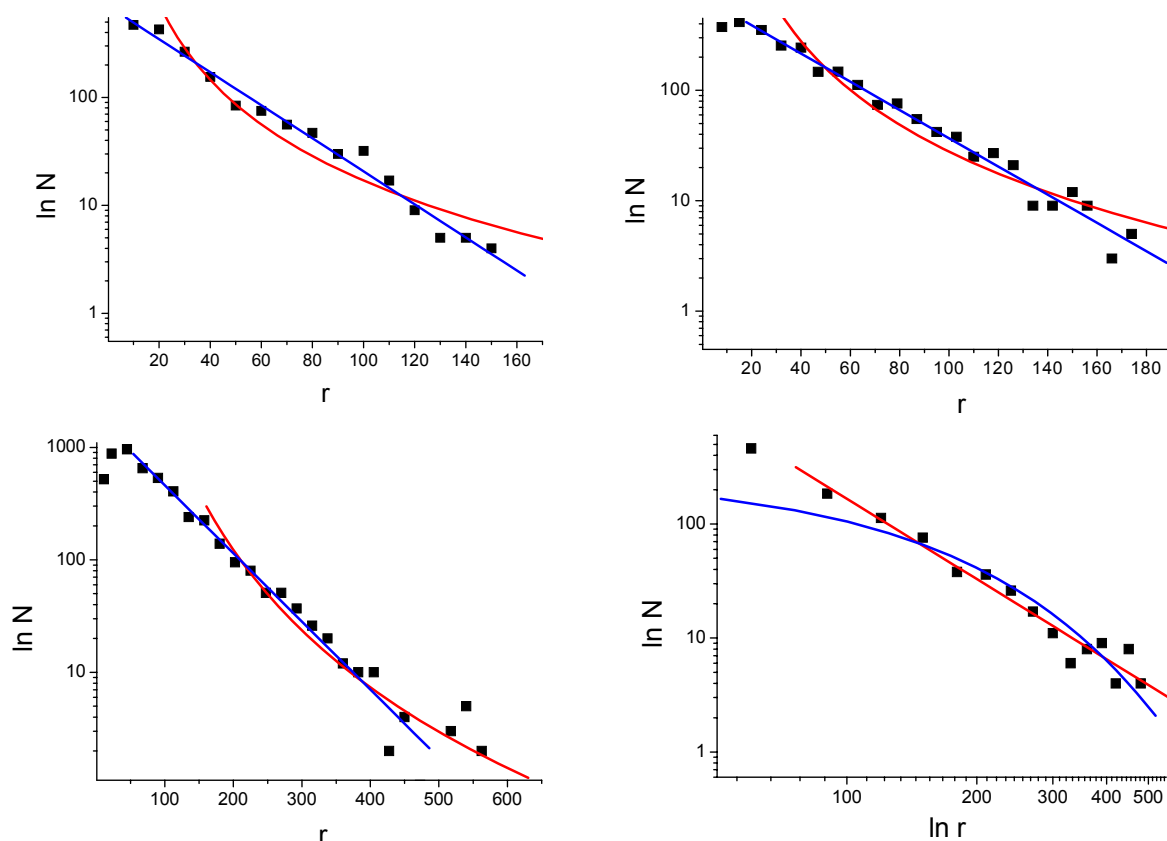


Рис. 3. Изменение характера функции распределения дефектов на боковой поверхности образца по размерам во времени (увеличение времени слева направо и сверху вниз).

Эти результаты получены из экспериментальных данных В.И. Веттегрена на тонких пленках меди при помощи сканирующей туннельной микроскопии. Подобно тому, как это имеет место в объеме материала, на поверхности также происходит качественное изменение функций распределения дефектов по размерам во времени. На начальных стадиях процесса это распределение носит экспоненциальный характер. По мере развития процесса ширина этого распределения растет, поскольку увеличивается вклад крупных дефектов и, наконец, на последней стадии оно из экспоненциального превращается в степенное, что также свидетельствует о тенденции образования монофрактальной структуры на этой стадии процесса. Такое поведение поверхностного профиля позволяет заключить, что и в этом случае перед разрушением материалов на их поверхности имеется тенденция к формированию СОКС.

Список литературы

1. Р. Балеску. Равновесная и неравновесная статистическая механика. Т. 1, - М.: Мир, 1978, 406 с.
2. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Статистическая физика. ч. 1, - М.: Наука, 1976, 584 с.
3. D. L. Turcotte. Self-organized criticality. – Rep. Prog. Phys, 1999, v. 62, pp. 1377-1429
4. В.Л. Гиляров. Кинетическая концепция прочности и самоорганизованная критичность в процессе разрушения материалов. – ФТТ, 2005, Т. 47. №5, с. 808-813
5. И.Н. Севостьянова, С.Н. Кульков. Фрактальные характеристики поверхности пластически деформированного композита карбид вольфрама-железомарганцевая сталь. – ЖТФ, 2003, Т. 73, вып. 2, с. 81-86.
6. В.Л. Гиляров, В.Е. Корсуков, П.Н. Бутенко, В.Н. Светлов. Применение вейвлет преобразования для изучения изменения фрактальных свойств поверхностей аморфных металлов под воздействием механической нагрузки. – ФТТ, 2004, Т. 46, №10, с. 1806-1811

ЗАКОНОМЕРНОСТИ И МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ И СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУРНЫХ СОСТОЯНИЙ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ РАЗНОГО КЛАССА ПОСЛЕ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ МЕТОДОМ КРУЧЕНИЯ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

Дитенберг И. А., Тюменцев А. Н., Корзников А. В.*, Винс С. А.**

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск,

** Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа,*

*** Томский государственный университет, Томск,*

ditenberg_i@mail.ru

Представлены результаты электронно-микроскопического изучения закономерностей и механизмов формирования субмикрокристаллических (СМК) и нанокристаллических (НК) структурных состояний в процессе интенсивной пластической деформации методом кручения под давлением металлических материалов разного класса: ГЦК меди высокой (99,98) чистоты и ОЦК сплавов V–4%Ti–4%Cr и Mo–47%Re–0,4%Zr (вес. %).

С применением специальных методов темнопольного анализа разориентировок определены характерные параметры микроструктуры НК и СМК состояний: размеры зерен и субзерен (относительная доля мало- и высокоугловых границ, степень их неравноосности), кривизна кристаллической решетки, а также градиенты векторов разориентации (или компоненты тензора кривизны в окрестности границы). Методом электронно-микроскопического исследования микроструктуры в различных сечениях образцов обнаружена высокая анизотропия как зеренной, так и дефектной микроструктуры указанных выше состояний. С применением специальных методов темнопольного анализа высоких непрерывных разориентировок, позволяющих выделить «структурную» (присущую объемным образцам) кривизну кристаллической решетки, определены размеры микрообъемов градиентных дисклинационных субструктур, которые способны быть зародышами дискретных границ разориентации и тем самым определять размеры субмикро- или нанозерен и субзерен. На основе полученных экспериментальных данных проведены оценки величины локальных внутренних напряжений и соответствующих им градиентов на субмикронном масштабном уровне.

Обсуждаются механизмы пластической деформации и фрагментации кристаллической решетки, обеспечивающие формирование в исследуемых материалах субмикрокристаллических и нанокристаллических структурных состояний. Анализируются характерные параметры этих состояний (размеры зерен и субзерен, кривизна кристаллической решетки) в зависимости от степени деформации и способности исследуемых материалов к релаксации локальных внутренних напряжений.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке администрации Томской области и Российского фонда фундаментальных исследований, гранты РФФИ р_объ_а №05-03-98003 и 06-02-16312-а, и гранта Лаврентьевского конкурса молодежных проектов СО РАН.

ДЕФОРМАЦИЯ И СВОЙСТВА ГЕТЕРОФАЗНЫХ МАТЕРИАЛОВ С МЕТАСТАБИЛЬНОЙ СТРУКТУРОЙ

Лоладзе Л. В., Эфрос Н. Б., Гладковский С. В.*, Смирнов С. В.**,
Тютенко В. С., Эфрос Б. М.

ДонФТИ НАНУ, Донецк, Украина, efros@ukr.net

*УГТУ-УПИ, Екатеринбург, gsu@mtf.ustu.ru

**ИМаш УрО РАН, Екатеринбург, svs@imach.uran.ru

Результаты изучения механических свойств гетерофазных материалов с метастабильной структурой [1,2] свидетельствуют о том, что образование мартенситных фаз при нагружении в упругой и пластической области способствует проявлению ряда эффектов аномального механического поведения, которые в зависимости от уровня действующих напряжений могут быть классифицированы в соответствии с представленной скейлинговой схемой (табл.1).

В представленной работе изучены особенности поведения гетерофазных материалов на основе Fe-Mn-Si- и Fe-Mn-Cr- твердых растворов, связанные с деформационной нестабильностью γ -фазы, и выявлены области их максимального проявления при различном уровне напряжений и деформаций.

Т а б л и ц а 1. Скейлинг деформационно-активированных эффектов

Уровень напряжений, $\sigma \rightarrow$		
Макроупругая область ($\sigma_{np} < \sigma < \sigma_{0.2}$)	Вблизи предела текучести ($\sigma \approx 0,8-1,2 \sigma_{0.2}$)	Макропластическая деформация ($\sigma_{0.2} < \sigma < \sigma_B$)
Продукт превращения		
Упруго-обратимый мартенсит напряжения	Упруго-обратимый и необратимый мартенсит напряжения	Мартенсит деформации
Тип механически-активируемого эффекта		
Релаксация напряжений Псевдоупругость	Механический гистерезис /демпфирующие свойства/ Низкотемпературная ползучесть Снижение сопротивления деформации Эффект памяти формы Рост трещиностойкости (керамика)	ТРИП (ПНП)-эффект Прирост характеристик ударной вязкости Рост трещиностойкости (стали и сплавы) Прерывистая текучесть

Исследованные сплавы были закалены в прутках сечением 14x14 мм от температуры $T = 950-1000$ °С, что позволило получить как двухфазную ($\gamma + \epsilon$), так и однофазную γ -структуру (табл.2). Исключение составил сплав 03Г21Х13, в структуре которого в закаленном состоянии содержалось 4 % δ -феррита. Двухфазный ($\gamma + \epsilon$)-сплав 05Г20С2 и однофазные γ -сплавы 03Г21Х13 и 07Г21АХ13 относятся к деформационно-метастабильным и при пластической деформации испытывают $\gamma \rightarrow \epsilon \rightarrow \alpha'$ мартенситное превращение, а γ -сплав 30Г21Х13 и γ -сплав Г40 являются деформационно-стабильными [1,2].

Прецизионная методика сервозаписи кривых растяжения с помощью экстензометра в условиях жесткого крепления образцов в гидравлических захватах испытательной машины Инстрон-1185 позволила произвести корректную оценку напряжений начала пластического течения (физического предела текучести) и сопротивления изученных сталей малым пластическим деформациям.

Полученные результаты (см. табл.2) позволили сделать заключение, что для метастабильных сплавов с однофазной γ - и двухфазной ($\gamma+\epsilon$) структурами наблюдается большее различие между пределом пропорциональности и условными пределами текучести с разным допуском на остаточную деформацию.

Т а б л и ц а 2. Характеристики сопротивления пластической деформации и исходный фазовый состав изученных сплавов*

Сталь/Сплав	$\sigma_{пр}$ МПа	$\sigma^{p1}_{0,05}$ МПа	$\sigma^{p2}_{0,05}$ МПа	$\sigma^{p2}_{0,05}$	β $\times 10^{-2}$	$\sigma_{0,2}$ МПа	σ_b МПа	ϵ -фаза, %
				$\sigma^{p1}_{0,05}$				
05Г20С2	199	368	284	0,77	7,2	408	810	65
03Г21Х13	126	233	209	0,9	7,2	250	660	0
07Г21АХ13	128	340	269	0,79	5,9	390	928	0
30Г21Х13	180	308	297	0,96	3,3	345	718	0
Г40	145	190	190	1	0	230	520	0

* Фазовый состав сталей и сплавов определялся рентгеноструктурным методом и контролировался магнитометрическим методом

Для γ -сплавов независимо от их стабильности характерны наименьшие напряжения начала пластического течения по сравнению с двухфазным ($\gamma+\epsilon$) сплавом 05Г20С2.

С развитием деформационных $\gamma \rightarrow \epsilon \rightarrow \alpha'$ превращений связывается также и более высокая интенсивность деформационного упрочнения метастабильных сплавов по сравнению со стабильными (30Г21Х13, Г40), которая может быть оценена по соотношению величин $\sigma_{0,2}/\sigma_b$.

Низкий уровень напряжений, соответствующих переходу метастабильных сплавов близкого состава к началу пластического течения (физический предел текучести), ранее был зафиксирован с использованием независимого метода измерения величины термоЭДС в процессе механического нагружения.

Использование метода прецизионного магнитного анализа [3] впервые позволило непосредственно в процессе механического нагружения зарегистрировать первые порции ферромагнитного α' -мартенсита (от 0,5 до 2,5%) в Fe–Mn–Si- и Fe–Cr–Mn-сплавах при достижении напряжений, близких к уровню условного предела текучести $\sigma_{0,2}$.

Интенсивность образования α' -мартенсита деформации в сплаве 05Г20С2 существенным образом зависит от схемы напряженного состояния, т.е. от величины значений показателей σ/T и μ_σ [4]. Наиболее «жесткое» напряженного состояния ($\sigma/T > 1$) при одноосном растяжении способствует интенсивному приросту α' - фазы. «Смягчение» схемы напряженного состояния ($\sigma/T < 0$) за счет наложения высоких давлений при гидроэкструзии и деформировании в алмазных наковальнях [5] существенно подавляет процесс образование α' -мартенсита деформации.

К аномалиям механического поведения материалов, наблюдаемых при смене знака напряжения, относится эффект Баушингера (ЭБ), оцениваемый по уменьшению сопротивления пластической деформации в последовательном цикле «растяжение–сжатие–растяжение». Данный эффект наблюдался на широкой группе сплавов, однако связь между развитием деформационных мартенситных превращений и проявлением ЭБ в метастабильных материалах подробно не исследовалась. В связи с этим в настоящей работе также было изучено влияние знакопеременного нагружения на сопротивление малым пластическим деформациям сплавов с различной стабильностью аустенита. Типичные кривые знакопеременного деформирования метастабильного сплава типа 05Г20С2 отчетливо указывают на снижение сопротивления пластической деформации при втором цикле растяжения после цикла сжатия на

одинаковом уровне напряжений. Изменение сопротивления пластической деформации сплавов при нагружении по схеме «растяжения-сжатия» для величины остаточной деформации 0,05 % и значения баушингеровской деформации (β) показаны в табл.2.

Следует отметить, что снижение сопротивления пластической деформации при смене знака нагрузки в Fe–Mn- и Fe–Cr–Mn-сплавах проявляется только в сравнительно узкой области напряжений в интервале $\sigma_{0,05} < \sigma < \sigma_{0,2}$.

При этом в наибольшей степени ЭБ проявляется в двухфазном ($\gamma+\epsilon$) сплаве 05Г20С2, а в стабильном γ -сплаве Г40 – ЭБ практически не наблюдается. Для γ -Fe–Mn–Cr-сплавов проявление данного эффекта усиливается с понижением содержания углерода и азота, стабилизирующих γ -фазу по отношению к $\gamma \rightarrow \epsilon$ -превращению при пластической деформации [1,2].

К аномальным эффектам механического поведения сплавов типа Г20, дополнительно легированных кремнием, в области малых пластических деформаций можно выделить эффект памяти формы (ЭПФ) [2]. Установлено, что степень восстановления заданной деформации (полноты проявления ЭПФ) может в широких пределах регулироваться суммарным содержанием марганца и кремния. Максимальная полнота проявления ЭПФ ($\approx 90\%$) достигается в сплаве 05Г25С3.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о том, что развитие в гетерофазных материалах с метастабильной структурой превращений мартенситного типа, вызванных наложением упругих и пластических деформаций, способствуют проявлению ряда аномальных эффектов механического поведения.

Список литературы

1. Богачев И.Н., Еголаев В.Ф. Структура и свойства железомарганцевых сплавов. М.: Металлургия, 1973. 295 с.
2. Филиппов М.А., Литвинов В.С., Немировский Ю.Р. Стали с метастабильным аустени-том. М.: Металлургия, 1988. 256 с.
3. Ригмант М.Б., Горкунов Э.С., Пономарев В.С. и др. Прибор для измерения ферромагнитной фазы ферритометр ФМ-3 ИФМ // Дефектоскопия. 1996 Т.32. № 5, с.78-
4. Богатов А.А., Мижирицкий О.И., Смирнов С.В. Ресурс пластичности металлов при обработке давлением. М.: Металлургия, 1984. 144 с.
5. Бейгельзимер Я.Е., Варюхин В.Н., Эфрос Б.М. Физическая механика гидростатической обработки материалов. Донецк: ДонФТИ. 2000.192 с.

МОДЕЛЬ ИЗЛУЧЕНИЯ УПРУГИХ ВОЛН ПРИ АННИГИЛЯЦИИ КРАЕВЫХ ДИСЛОКАЦИЙ

Тихонова Т. А., Неверов В. В.

Кузбасская государственная педагогическая академия, Новокузнецк,
tat-82@mail.ru

Пластическая деформация сопровождается диссипацией энергии, запасенной материалом, путем излучения акустических колебаний. Это явление получило название акустической эмиссии. Первостепенное значение в формировании акустических сигналов большой интенсивности имеют механизмы переходного излучения (выход дислокаций на поверхность, аннигиляция дислокаций, образование скоплений дислокаций).

Теоретические работы [1], посвященные рассмотрению дислокационных процессов (движения дислокаций) как источника акустической эмиссии, основаны на следующем приближении: скорость движения дислокаций принимается постоянной и много меньшей по величине скорости упругих волн. В то время как все механизмы переходного излучения связаны с резким изменением скорости процесса.

В данной работе рассматривается модель излучения упругих волн парой аннигилирующих дислокаций с учетом динамических и энергетических характеристик процесса. Кинетическая энергия E движущейся краевой дислокации вычисляется по формуле: $E = W_1 - W_2$, где W_1 , W_2 – упругая энергия в начальном и конечном состоянии, если предположить, что вся убыль упругой энергии идет на увеличение скорости. Оценки мгновенной скорости движения в различные моменты времени можно сделать, если предположить, что движение дислокации сопровождается переносом массы. Эта масса требует энергии для разгона и создает инерциальные эффекты. Как правило, в литературе [2] масса покоя единицы длины дислокации определяется через упругую энергию ее поля.

Однако оценки, сделанные в работе [3], показывают, что масса дислокации, обусловленная переносом массы, много больше принятой массы покоя. Появление краевой дислокации в бесконечной изотропной сплошной среде влечет за собой появление симметричных статических μ -областей сжатия-растяжения. Плотность их отличается от средней плотности среды. В верхней полуплоскости это $-\Delta\rho(x,y)$ и в нижней $\Delta\rho(x,y)$ для каждой точки плоскости. Дислокация, перемещаясь по материалу, переносит с собой массу, значение которой определяется массой (по абсолютной величине) связанных с ней областей.

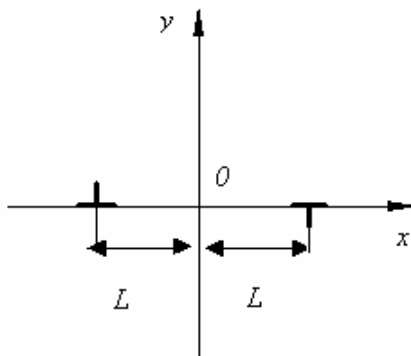


Рис. 1. Расположение краевых дислокаций в начальный момент процесса.

Рассмотрим процесс аннигиляции двух краевых дислокаций противоположного знака, расположенных в бесконечной изотропной среде. Координатные оси выбраны так, что дислокации находятся на оси Ox , симметрично оси Oy (рис.1). Под действием сил взаимного притяжения происходит сближение дислокаций, и затем – их аннигиляция.

Приписывание дислокациям масс позволяет решать динамические задачи движения, считая их локализованными объектами. Движение дислокаций – ускоренное. Считаем, что внешние силы работы не совершают (релаксационный процесс). Дислокации оказывают влияние на упругие поля друг друга. Поэтому в начальный момент времени дислокации находятся на таком расстоянии друг от друга (расстояние кратно вектору Бюргерса), когда их взаимным влиянием можно пренебречь. В наших расчетах было выбрано расстояние $L = 500b$, где b – вектор Бюргерса (рис. 1). Движение каждой дислокации рассматривалось как сумма движений по участкам длиной в 10 векторов Бюргерса, таких, что изменением скорости движения на каждом таком участке можно было пренебречь. Зная убыль упругой энергии и массу, переносимую краевой дислокацией, вычислим скорость:

$$v(i) = \sqrt{\frac{2 \cdot [W(i) - W(i+1)]}{\frac{m(i) + m(i+1)}{2}}}, \text{ где } i - \text{номер положения краевой дислокации, а в}$$

знаменателе – выражение для средней массы.

На рис.2 приведено отношение скорости КД на каждом участке к скорости поперечных волн. Как видно, скорость дислокации резко возрастает лишь на последних участках движения, следовательно, генерация упругих волн происходит как раз во время прохождения этих участков.

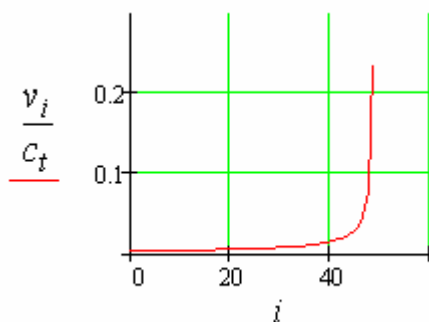


Рис. 2. Отношение скорости КД на каждом участке к скорости поперечных волн.

Взаимное влияние упругих полей обуславливает уменьшение связанных с дислокациями μ -областей, и, соответственно, уменьшение приписываемой им массы. Убывающая масса выносится на плоскость аннигиляции. По мере приближения дислокаций к плоскости аннигиляции, на границе $x = 0$ образуются ступеньки. В момент аннигиляции происходит перераспределение неоднородных участков, и идеальность материала восстанавливается.

Массу, которую выносит дислокация, рассчитаем через смещения $u(0, y, t)$. Формулы для смещений взяты из решения второй плоской задачи теории упругости [4]. Упругие волны генерируются импульсом (произведение массы на скорость сближения), выносимым дислокацией на плоскость аннигиляции.

Энергия взаимодействия двух систем внутренних напряжений (S и T) рассмотрена у Эшелби [5]:

$$E_{\text{вз}}(S, T) = \frac{1}{2} \int_{\Sigma} (\sigma_{ij}^S u_i^T - \sigma_{ij}^T u_i^S) dS_j.$$

Энергия взаимодействия систем напряжений или работа, которую совершают напряжения одной системы напряжений над перемещениями другой, вычисляется для границы, которая разделяет источники систем напряжений. В рассматриваемой нами модели такой границей является плоскость аннигиляции ($x = 0$), а системы напряжений обусловлены наличием поля сдвига (поля напряжений, создаваемого аннигилирующими дислокациями) и полем упругих волн. Эти поля сосуществуют время аннигиляции и сменяют друг друга. Тогда для работы запишем:

$$A(w, k) = \int_{y_1}^{y_2} \int_0^t w u_0^T \cos wt \sin ky \cdot \frac{\partial F(y, t)}{\partial y} dt dy.$$

На генерацию каждой гармоники тратится определенное количество работы, и, исходя из принципа максимальной работы, можно предсказать, волна какой частоты генерируется. Таким образом, найдены параметры генерации упругих волн при аннигиляции краевых дислокаций.

Список литературы

1. Нацик, В.Д., Чишко, К.А. Звуковое излучение при аннигиляции дислокаций [Текст] / В.Д. Нацик, К.А. Чишко // ФТТ. – 1972. – т. 14, №11. – С. 3126-3132.
2. Косевич, А.М. Дислокации в теории упругости [Текст] / А.М. Косевич – Киев: Наукова думка, 1978. – 234 с.
3. Неверов, В.В., Антоненко, А.И. Теория пластических сдвигов. Перенос массы. Скачки [Текст] / В.В. Неверов, А.И. Антоненко. – Новокузнецк: Изд-во КузГПА, 2005. – 194 с.
4. Хирт, Дж., Лоте, И. Теория дислокаций [Текст] / Дж. Хирт, И. Лоте. - М.: Атомиздат, 1972. – 600 с.
5. Эшелби, Дж. Континуальная теория дислокаций [Текст] / Дж. Эшелби. – М.: Изд-во иностр. лит., 1963. – 248 с.

ОБ ЭФФЕКТИВНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ ПЛАСТИЧЕСКИ ДЕФОРМИРОВАННОГО ТВЕРДОГО ТЕЛА

Пермяков С. Л., Оборин В. А., Баяндин Ю. В., Наймарк О. Б., Леонтьев В. А.

Институт Механики Сплошных Сред, Пермь
psl@icmm.ru

Основными понятиями в классической термодинамике, описывающей поведение равновесных (или близких к равновесию) систем, как известно, являются определения энергии и энтропии. Определение энергии является фундаментальным и четко определенным для широкого класса физических систем и состояний, в отличие от энтропии, отражающей симметричные свойства систем, которые могут изменяться при эволюции системы. Проблема определения энтропии для неравновесных систем (и, как следствие, неравновесных потенциалов) является одной из центральных в современной физике и механике сплошных сред и привлекает внимание исследователей известных школ в связи с многочисленными приложениями, основными из которых является исследование поведения систем далеких от равновесия. Эти системы наиболее распространены в природе и примерами их являются:

- системы с растущими доменами;
- все типы стекол;
- системы в условиях турбулентного поведения;
- системы с дефектами при пластическом деформировании и разрушении;
- биологические системы, включая ДНК,

и многие другие. Все эти системы (системы с «медленной динамикой») являются «сложными», в том смысле, что они обладают большим числом долгоживущих динамических степеней свободы (коллективных мод) и принципиальным является вопрос о применимости подходов термодинамики для существенно неравновесных ситуаций, определяемых динамикой этих мод. Универсальной чертой систем с медленной динамикой является экстремально высокая чувствительность их временных зависимостей от флуктуаций.

Интенсивно изучаемой проблемой является вопрос о возможности определения температуры в рассматриваемых неравновесных системах с медленной динамикой. Вследствие «медленной динамики» эти системы находятся далеко от равновесия и традиционные положения термодинамики не могут быть применены. В то же время, учитывая медленность эволюции, некоторые концепции классического подхода могут быть полезными для понимания явлений с медленной динамикой. Возможный вариант ответа на этот вопрос связан с обобщением Флуктуационно-Диссипативной Теоремы (ФДТ) для систем далеких от равновесия. Нарушение «равновесной версии» ФДТ для неравновесных систем с медленной динамикой (так называемых «стареющих» систем – «aging systems»), типичным представителем которых являются коллоидные стекла, широко обсуждается в литературе.

Как известно, следствием ФДТ является связь квадрата флуктуаций любого внутреннего параметра системы в окрестности равновесия с температурой T и «восприимчивостью» системы.

$$\overline{(S-s)^2} = \frac{T}{\partial^2 F / \partial s^2} = \chi T, \quad (1)$$

где F – свободная энергия.

На основании обобщенной флуктуационно-диссипативной теоремы в работе предложен метод вычисления эффективной температуры как термодинамической характеристики текущего состояния пластически деформированного металла.

Флуктуации пластической деформации оценивались по величине рельефа свободной поверхности деформированного образца, инициированной локализованными пластическими сдвигами и вычислялись следующим образом:

$$\Delta\varepsilon = \frac{\Delta h(l)}{l}, \quad (2)$$

где l – выбранный масштаб структурного разрешения интерферометра-профилометра New View, м; h – амплитуда шероховатости.

В качестве усредненных квадратичных флуктуаций параметров неравновесной системы была выбрана следующая величина:

$$\overline{(S-s)}^2 = \left\langle \left\langle \Delta\varepsilon(l) \right\rangle_x^2 - \left\langle \Delta\varepsilon^2(l) \right\rangle_x \right\rangle_{l'} \quad (3)$$

l' – количество срезов взятых в исследуемой области поверхности образца.

Применительно к данной физической ситуации использовалось следующее представление структурной восприимчивости:

$$\chi = \left(\frac{\partial^2 F}{\partial^2 \varepsilon} \right)^{-1} = \frac{1}{a^3} * \frac{\Delta\varepsilon'}{\Delta\tau}, \quad (4)$$

где $\tau = \tau_{max} = \sigma/2$ – максимальное касательное напряжение.

$$\sigma = P/S, \quad \Delta\tau = \tau_{i+l} - \tau_i, \quad \Delta\varepsilon' = \varepsilon_{i+l} - \varepsilon_i, \quad (5)$$

где P – показания наибольшего значения силы P_{max} , снимаемые на каждом этапе испытания с приборов разрывной машины; S – площадь поперечного сечения образца, м²; i – обозначает две точки на кривой деформирования. (рис. 1).

$$a^3 = l * b^2, \quad (6)$$

где a^3 – активационный объем, м³; b^2 – вектор Бюргерса, м ($b = a/2 <110>$, так как из работы [5,7] следует, что при нагружении монокристаллов, имеющих ориентацию оси растяжения $[110]$ первыми срабатывают плоскости скольжения типа (111)).

Используя ранее написанные соотношения получено следующее представление для «эффективных температур», соответствующее определенному значению деформации:

$$T_{eff}(l) = \frac{a^3 \Delta\tau \left\langle \left\langle \Delta\varepsilon(l) \right\rangle_x^2 - \left\langle \Delta\varepsilon^2(l) \right\rangle_x \right\rangle_{l'}}{\kappa_B \Delta\varepsilon}. \quad (7)$$

В качестве объекта исследования выбран монокристалл алюминия. В исходном виде монокристалл представлял собой брусок (180x10x4 мм) с острым, с одной стороны, концом. Данный монокристалл выращен по методу Чохральского. Для эксперимента из этого монокристалла вырезаны образцы размером 41x3,8x1,8 мм.

Подготовка образцов к измерениям включала в себя следующие этапы:

- шлифовка;
- полировка;
- электролитическая полировка для снятия внутренних напряжений, созданных при механической полировке.

Далее было проведено несколько последовательных нагружений образца с измерением структуры поверхности после каждого нагружения с помощью системы NewView.

Для измерения структуры поверхности был выбран участок, содержащий дефекты полировки, чтоб по ним точно определять остаточную деформацию после каждого нагружения.

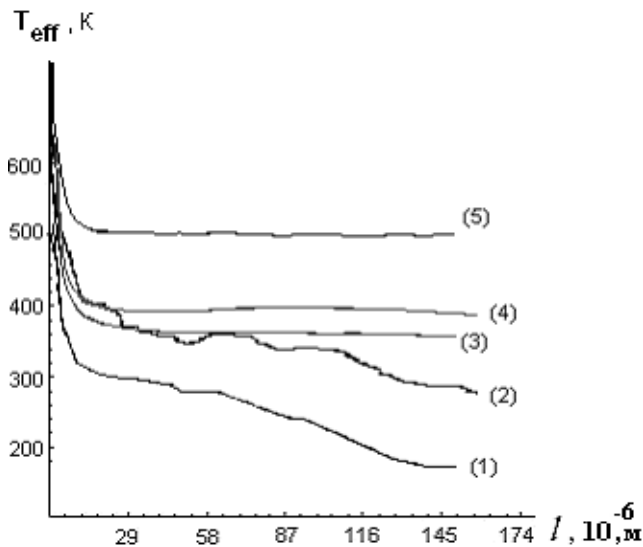


Рис. 1. Зависимость эффективной температуры T_{eff} от структурного масштаба l : кривая (1) при $\varepsilon = 4,0\%$; кривая (2) при $\varepsilon = 4,4\%$; кривая (3) при $\varepsilon = 5,1\%$; кривая (4) при $\varepsilon = 5,8\%$; кривая (5) при $\varepsilon = 6,3\%$.

На основании этих экспериментов получены следующие результаты:

На начальном этапе деформирования наблюдается сильная зависимость «эффективной температуры» от масштаба дислокационных субструктур l , что объясняется небольшой величиной структурных напряжений σ_{eff} индуцированных дефектами.

С увеличением деформации и при огрублении дислокационных субструктур, носителей пластической деформации, роль флуктуаций, обусловленных температурой, уменьшается и компенсируется ростом структурных напряжений. Подтверждением этой тенденции является выполаживание зависимости «эффективной температуры» от масштаба дислокационных суб-

структур l , что отражает переход к силовым механизмам пластического течения. Последний механизм (определяющий роль структурных напряжений) становится доминирующим с ростом деформации.

Таким образом, экспериментальное и теоретическое исследование показало, что:

1. Для пластически деформированных твердых тел, как для систем с медленной динамикой, может быть введено понятие эффективных температур, являющихся мерами тепловой энергии на определенных структурных масштабах
2. На начальном этапе деформирования наблюдается сильная зависимость «эффективной температуры» от масштаба дислокационных субструктур l , что объясняется небольшой величиной структурных напряжений σ_{eff} . С увеличением деформации и при огрублении дислокационных субструктур, носителей пластической деформации, роль флуктуаций, обусловленных температурой, уменьшается и компенсируется ростом структурных напряжений.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта молодых ученых и аспирантов УрО РАН, РФФИ (гранты № 05-01-00863а, № 05-08-33652а, № 07-08-96001-р_урал_а.).

Список литературы

1. Cugliandolo L.F., Kurchan J. and Peliti L. Energy flow, partial equilibration, and effective temperatures in system with slow dynamics // Physical Review, 1997, V.55, №4, P.3898-3914.
2. Леонтович М.А. Избранные труды. М.: Наука, 1985. с. 233-244
3. Наймарк О.Б., Баяндин Ю.В. и др. О термодинамике структурно-скейлинговых переходов при пластической деформации твердых тел // Физическая мезомеханика. – 2005. – Т.8. - №5. – С.23-29.

АКУСТИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ ПРИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ДЕФОРМАЦИИ АЛЮМИНИЯ

Плотников В. А., Макаров С. В.

Алтайский государственный университет, Барнаул,
plotnikov@phys.asu.ru

Многочисленные экспериментальные и теоретические исследования свидетельствуют об иерархичности процессов пластической деформации металлических материалов и эффектах самоорганизации дислокационных ансамблей в макроскопических масштабах [1]. Об индивидуальном поведении дислокации как элементарном акте пластической деформации можно говорить лишь на ранних стадиях деформации. При больших деформациях дислокации ансамбля сильно взаимодействуют, поэтому пластическая деформация определяется их коллективным поведением. Более того, имеет смысл говорить о когерентных кооперативных состояниях дислокационных ансамблей в ходе пластической деформации металлических материалов [2]. Хорошо известно, что пластическая деформация металлов сопровождается акустической эмиссией, механизм которой в большей степени связан с выходом дислокационных ансамблей на границу раздела [3].

В наших экспериментах в процессе высокотемпературной деформации алюминия зарегистрирована акустическая эмиссия, своеобразно зависящая от температуры и деформации. Взаимосвязь процесса продуцирования акустических сигналов и формирования структуры алюминия в ходе высокотемпературной деформации является целью данного исследования. Эксперименты представляли собой термомеханические циклы при циклическом изменении температуры от комнатной и до температуры плавления, многократно воспроизводимые при ступенчатом возрастании механического напряжения в алюминиевых образцах.

В условиях постоянно действующего механического напряжения регистрировали температуру образца, величину деформации и среднее квадратичное напряжение акустической эмиссии и с помощью аналогоцифрового преобразователя вводили в компьютер. Методика регистрации акустической эмиссии при высокотемпературной деформации металлов была описана ранее [4]. Одновременно с этими параметрами изображение поверхности образца в области активной деформации, полученное с помощью высокотемпературного микроскопа МВТ-71, преобразовывалось в видеоконтрольном устройстве и также регистрировалось компьютером.

Деформационное поведение алюминия в термомеханических циклах в условиях растяжения определяется явно выраженными монотонным и скачкообразным характером накопления деформации при высоких температурах (рис. 1 и рис. 2). Характер накопления деформации хорошо коррелирует с монотонной или импульсной температурной зависимостью среднее квадратичного напряжения акустической эмиссии. На рис. 1 показано, что деформационным скачкам в температурном интервале выше 500 °С при нагружении механическим напряжением в интервале 30 – 35 МПа соответствуют акустические импульсы аномально большой амплитуды.

При превышении порога механических напряжений скачкообразный характер накопления деформации меняется на монотонный (рис. 2). Монотонному характеру накопления деформации в цикле отвечает монотонный рост среднее квадратичного напряжения акустической эмиссии. Отметим, что и при нагрузках ниже этого порога в цикле наблюдается монотонный характер накопления деформации. Своеобразие деформационного поведения алюминия в термомеханическом цикле проявляется в квазипериодичности скачкообразного и монотонного характера накопления дефор-

мации. Существенное различие в характере накопления деформации при высоких (выше $0,5 T_{пл.}$) температурах очевидно связано с особенностями механизма пластического деформирования металла.

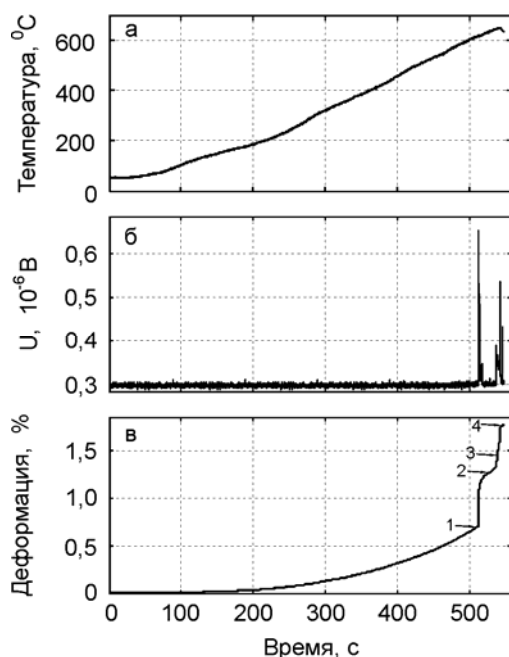


Рис. 1. Скачкообразное накопление деформации (в) и импульсная акустическая эмиссия (б) в алюминии в термомеханическом цикле при механическом напряжении в 35 МПа

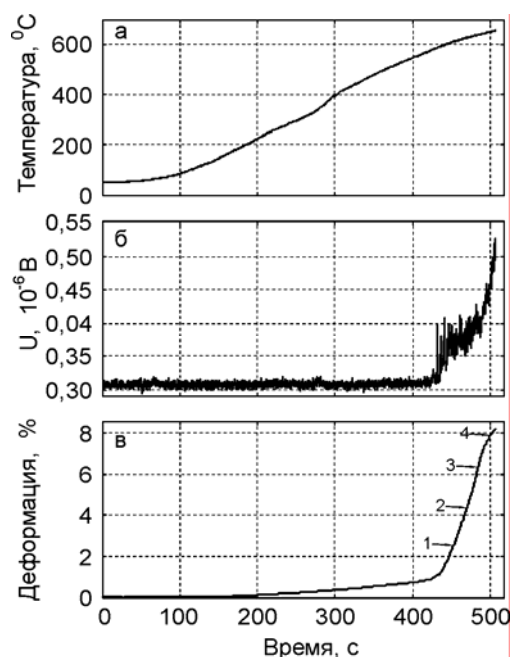


Рис. 2. Монотонное накопление деформации (в) и акустическая эмиссия (б) в алюминии в термомеханическом цикле при напряжении 40 МПа

Рассмотрим структуру алюминия на разных этапах накопления деформации. На рис. 3 приведена структура деформационных полос (увеличение $\times 410$), соответствующая скачкообразной стадии накопления деформации при напряжении 30 МПа. Структура полос синхронизирована с температурой 600, 620, 630 и 650 $^{\circ}\text{C}$.

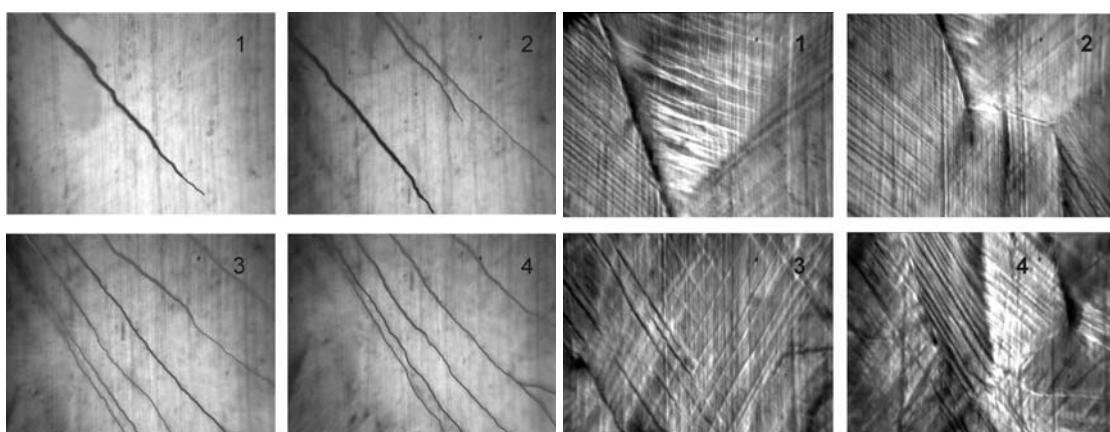


Рис. 3. Полосы деформации при скачкообразном накоплении деформации в термомеханическом цикле.

Рис. 4. Полосы деформации при монотонном накоплении деформации в термомеханическом цикле.

На рис. 4 приведена структура полос деформации при напряжении 40 МПа и температурах 600, 620, 640 и 650 °С, соответствующая монотонному характеру накопления деформации. Температурные точки формирования структуры соответствуют выделенным точкам на рис. 1 и 2. Приведенные данные свидетельствуют о существенном повышении плотности полос деформации при переходе к монотонному накоплению деформации.

Действительно, как показано в табл. 1, плотность полос деформации, измеренная для области скачков на порядок ниже, чем плотность полос деформации для этой температуры, но для монотонного накопления деформации.

Т а б л и ц а 1. Плотность полос деформации в алюминии в ходе термомеханических циклов

Напряжение в цикле, МПа	Температура скачкообразной деформации, °С	Плотность полос деформации, 10^6 м^{-1}	Температура монотонной деформации, °С	Плотность полос деформации, 10^6 м^{-1}
30	610	0,022	-	-
	650	0,037		
33	600	0,077	-	-
35	650	0,05	580	0,1
			610	0,13
			640	0,263
40	-	-	600	0,213
			620	0,256
			640	0,172
			650	0,204

Таким образом, характерным структурным признаком деформированной при высокой температуре матрицы являются полосы деформации, хорошо разрешимые в оптический микроскоп. Формирование такой структуры сопровождается формированием акустического излучения либо в виде монотонно зависимой от температуры акустической эмиссии, либо в виде единичных сигналов акустической эмиссии аномально высокой амплитуды. Наблюдаемое казалось бы несоответствие амплитуды сигнала и плотности полос деформации всего лишь свидетельствует о том, что на скачкообразной стадии дислокационный ансамбль проскакивает тело зерна, в то время как на монотонном участке дислокационные ансамбли могут формировать полосы деформации [5].

Список литературы

1. Лихачев В.А., Панин В.Е., Засимчук Е.Э и др. Кооперативные деформационные процессы и локализация деформации. Киев. Наукова Думка, 1989, 320 с.
2. Лебедкин М.А., Дунин-Барковский Л.Р. Критическое поведение и механизм корреляции деформационных процессов в условиях неустойчивости пластического течения // ЖТЭФ, 1998, т. 113, № 5, с. 1816-1829.
3. Нацик В.Д., Чишко К.А. Акустическая эмиссия дислокаций, выходящих на поверхность кристалла // Акустический журнал, 1982, Т. 20. № 3. С. 381-389.
4. Плотноков В.А., Макаров С.В. Акустическая эмиссия при высокотемпературной деформации алюминия // Деформация и разрушение материалов. 2005. №3. С. 27-31.
5. Гудкин М.Ю., Овидько И.А., Скиба Н.В. Зернограничное скольжение и эмиссия решеточных дислокаций в нанокристаллических материалах при сверхпластической деформации // ФТТ, 2005, т. 47, № 9, с. 1602-1613.

СТРУКТУРА, СВОЙСТВА И КОРРОЗИОННАЯ СТОЙКОСТЬ СТАЛИ 03X13H8K5M2Ю_{0,8}T

Мальцева Л. А., Озерец Н. Н., Россина Н. Г., Сагутдинов Р. Р.

В данной работе проводились исследования безуглеродистой высокопрочной коррозионно-стойкой стали на Fe–Cr–Ni основе с дополнительным легированием молибденом, кобальтом, титаном, а также алюминием в количестве 0,8 %.

Данная сталь предназначена для производства стержневого медицинского инструмента, а также деталей приборостроения и точного машиностроения. Она относится к аустенитному классу сталей, отличается термической стабильностью в широком интервале температур, но склонна к $\gamma \rightarrow \alpha$ превращению при холодной пластической деформации. Известно, что формирование высокопрочного состояния в данной стали обеспечивается проведением термомеханической обработки (ТМО), включающей закалку, последующее холодное волочение и заключительное последеформационное старение. Механические свойства стали 03X13H8K5M2Ю_{0,8}T после термомеханической обработки приведены в таблице.

Механические свойства стали 03X13H8K5M2Ю_{0,8}T

Режим обработки	σ_B , МПа	$\sigma_{0,2}$, МПа	δ , %	ψ , %
Закалка от 1000°C (вода)	550	380	9	80
Закалка от 1000°C (вода) + деф. $\epsilon = 1,16$	1480	1200	4	70
Зак. от 1000°C + деф. $\epsilon = 1,16$ + стар. 500°C	2480	> 1900	> 2	50

Коррозионные исследования стали после различных видов ТМО проводили электрохимическим методом, позволяющим получать данные, характеризующие механизм протекания коррозионного процесса, определить контролирующий фактор и скорость растворения металла. Испытания проводили в 25 % – растворе H₂SO₄ при комнатной температуре. Основной метод электролитических исследований – съёмка поляризационных кривых. Её осуществляли потенциодинамическим способом при скорости изменения потенциала 10 мВ/с, при этом фиксировали изменение плотности тока. Для этого метода использовали потенциостат IPC 2406, позволяющий проводить автоматическую запись кривых в координатах $E - i$ (потенциал – плотность тока) с компьютерной обработкой результатов измерений по программе IPC – Pro Version 8,61 X.

На образцах, обработанных по вышеуказанным режимам ТМО можно наблюдать четко выраженные различия в потенциодинамических кривых. После закалки сталь имеет структуру однородного γ -твердого раствора. Анодные поляризационные кривые закаленной исследуемой стали характеризуют его как материал, склонный к пассивации ($E_K = E_{\text{стаб.}}(\text{НВЭ}) = -0,06$ В, $E_{\text{пп}} = +0,23$ В, $i_{\text{пп}} = +30$ мкА/мм², $E_{\text{питт}} = +1,10$ В, $i_{\text{питт}} = +20$ мкА/мм²). Холодная пластическая деформация приводит к значительному упрочнению стали как за счет наклепа, так и фазового $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения. Нестабильность структурного состояния отражается и на анодных поляризационных кривых. Область пассивации уменьшается ($E_K = -0,18$ В, $E_{\text{пп}} = +0,46$ В, $i_{\text{пп}} = +4,7$ мА/мм², $E_{\text{питт}} = +1,65$ В, $i_{\text{питт}} = +180$ мкА/мм²). В результате заключительной термической обработки – старения, происходит формирование высокопрочного стабильного состояния за счет выделения интерметаллидной фазы NiAl. На поляризационных кривых наблюдается увеличение области пассивации ($E_K = +0,22$ В, $E_{\text{пп}} = +0,20$ В, $i_{\text{пп}} = -1,2$ мкА/мм², $E_{\text{питт}} = +1,6$ В, $i_{\text{питт}} = +110$ мкА/мм²). После заключительной термической обработки исследуемой стали наблюдается сочетание высокой прочности и высокой коррозионной стойкости.

ИЗМЕНЕНИЕ ЗНАКА ТЕПЛОВОГО ЭФФЕКТА ПРИ ОТЖИГЕ МЕДНЫХ ОБРАЗЦОВ С ВОЗРАСТАМИ НАКЛЕПА 0-250 ЛЕТ

Покровский С. Г., Сердцев Г. И.

ООО «НПП»Проект-Д», Москва

Термофлуктуационная природа релаксации структурных дефектов, возникающих при пластической деформации (ПД), подсказывает принципиальную возможность использования долговременной динамики этой релаксации для прямой металлофизической ревизии возраста исторического монетного материала [1].

В настоящей работе изучался тепловой эффект (ТЭ) релаксации запасенной в материале энергии ПД. Сопоставлялись тепловые эффекты для современных наклепанных образцов и меди монет 18–20 веков. ТЭ фиксировался по разнице первой и последней кривых роста температуры в сериях из 3–4 циклов нагрева/охлаждения. Измерения проводились при температурах отжига до 300 °С, удаленных от уровня температур начала рекристаллизации меди образцов, каким бы ни был ее примесный состав, и какой бы ни была температура холодной ПД при чеканке [2].

Для современной наклепанной меди и для монетного материала с возрастом масштаба 100 лет ТЭ был явно экзотермическим, уменьшающимся с возрастом во всем диапазоне температур, проходимых в цикле. Для материала возрастом около 160 лет ТЭ переходил нуль и становился слабо эндотермическим. И, наконец, для монетного материала 18 века он становился отчетливо эндотермическим. Причем ведущим себя так же, как и положительный ТЭ (полностью отжигался за 3–4 цикла).

Результат, очевидно, не является случайным, поскольку точки, соответствующие положительному и отрицательному ТЭ, гладко ложатся на одну кривую зависимости ТЭ от возраста наклепа (и обеспечивают саму возможность датирования). Впрочем, сам этот факт, на наш взгляд, нетривиален и требует интерпретации.

Известно, что при ПД напряжения, связанные со структурными дефектами, частично ослабляются примесями, накапливающимися, например, в атмосферах Коттрелла дислокаций. При релаксации напряжений и рекомбинации дефектов естественно было бы ожидать, что связанные с ними неоднородности распределения примесей будут рассасываться в результате диффузии. Но значительная величина отрицательного ТЭ говорит, скорее, о том, что она связана с образованием довольно значительных выделений или формирования текстур. Т.е. с определенной самоорганизацией в поликристаллическом материале, увековечивающей результат его ПД. Релаксационный возврат этих новообразований не является энергетически выгодным. И, по-видимому, со временем происходит не рассасывание, а рост этих новообразований. Наиболее вероятным претендентом на роль новообразований представляются выделения примесей на границах зерен, возникающие непосредственно в процессе ПД как результат аномальной диффузии за счет движения точечных дефектов и дислокаций. Это, вероятно, объясняет известный эффект зернистости старых монет. Растущие со временем выделения, инициированные наклепом, разделяют зерна, ослабляют связи между ними, способствуют наблюдаемой ломкости старых монет по границам зерен и даже рассыпанию старого металла в порошок.

1. Покровский С.Г. Возможность металлофизического датирования археологического чеканного материала. / Актуальные проблемы современной науки, 2006, № 6, с. 10-13
2. Справочник по термомеханической и термоциклической обработке металлов / М.Е.Смагоринский, А.А.Булянда, С.В.Кудряшов; Под общ. ред. М.Е.Смагоринского – СПб: Политехника, 1992.- 416 с.

УНИВЕРСАЛЬНОСТЬ СТАТИСТИКИ ФЛУКТУАЦИЙ ПРИ ЛОКАЛИЗАЦИИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В МЕТАЛЛАХ

¹Froustey С., ²Наймарк О. Б., ³Пантелеев И. А., ⁴Сергеичев И. В.

¹*Lamefir, ENSA, Bordeaux, France*

²*Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь,
naimark@icmm.ru*

³*Пермский государственный технический университет, Пермь,
icmmvano@mail.ru*

⁴*НИИ механики при Нижегородском государственном университете
им. Лобачевского, Нижний Новгород*

Значительный интерес в настоящее время вызывают исследования поведения неравновесных систем, обнаруживающих, так называемую, «медленную динамику». Примерами таких систем являются жидкости в условиях турбулентности, биологические системы, твердые тела в условиях пластической деформации. Особенностью поведения данных систем является универсальность статистики флуктуаций (статистическая автомодельность), впервые установленная в [1–3] в экспериментах по развитой турбулентности в условиях теста Кармана. Статистическая автомодельность проявляется в универсальности функции распределения флуктуаций мощности, измеряемой, на вращающихся дисках в инерционном интервале развитой турбулентности рис.1. Появление универсальности соответствует режиму резкого уменьшения мощности, инжектированной в поток, что связывается в [4] с формированием «когерентных структур», имеющий характерный размер, совпадающий с интегральным масштабом системы. На рис.2. представлены функции распределения флуктуации мощности для различных чисел Рейнольдса. Когерентность наблюдалась в широком интервале амплитуд в диапазоне 4 порядков по числу Рейнольдса. Сопоставление такого поведения системы с поведением критических систем позволило предположить, что появление крупномасштабных корреляций между дисками связано с сильным взаимодействием между коллективными модами возмущений в потоке на широком спектре масштабов.

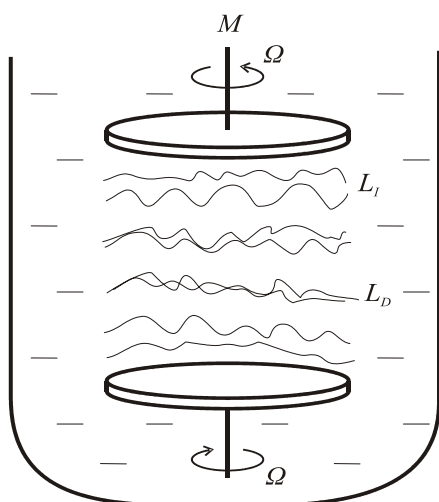


Рис.1. Схема Кармана

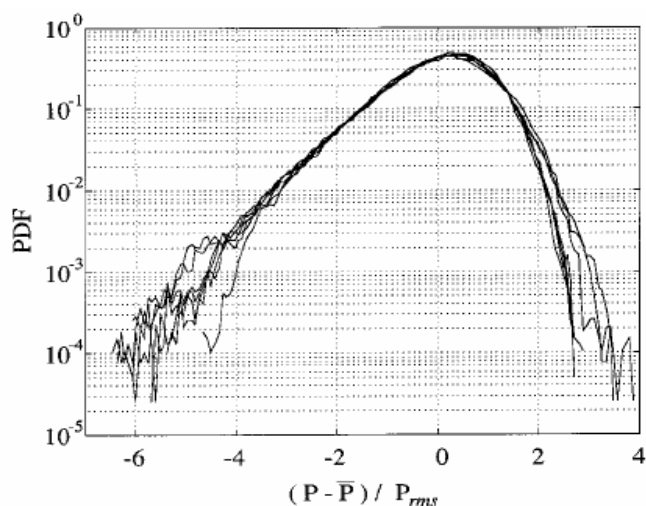


Рис.2. Функция плотности распределения флуктуаций мощности в эксперименте по схеме Кармана

В [3] обсуждается аналогия в развитии механизмов неустойчивости в жидкостях и твердых телах при пластической деформации как нового класса критических явлений в мезоскопических системах – структурно-скейлинговыми переходами. Рассматривая связь механизмов неустойчивости с зарождением локализованных коллективных мод дисторсии при развитии турбулентности в жидкости и при пластическом течении твердых тел, в работе было проведено исследование статистики флуктуаций для одноосно-деформируемого алюминиевого сплава 5454 и армко-железа, которые обнаруживают выраженные проявления неустойчивости пластического сдвига. На рис.3, 4 представлены диаграмма деформирования образца данного алюминиевого сплава и е флуктуации усилия пластического течения.

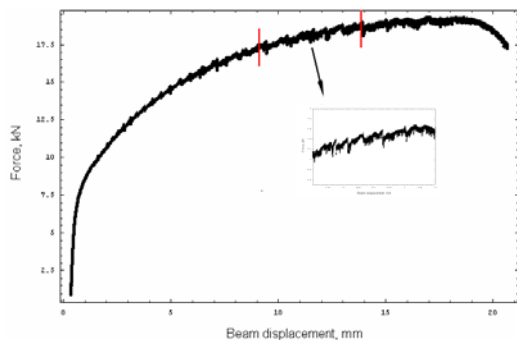


Рис.3. Экспериментальная кривая для одноосного растяжения сплава

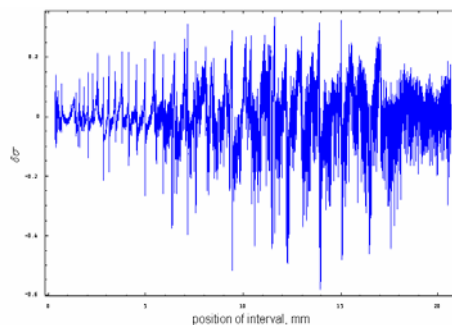


Рис.4. Флуктуации усилия для алюминиевого сплава 5454

Качественное различие в статистике флуктуаций позволило установить четыре стадии деформирования сплава (рис.5), которые характеризуются определенными статистическими моментами и формой функции плотности распределения флуктуаций.

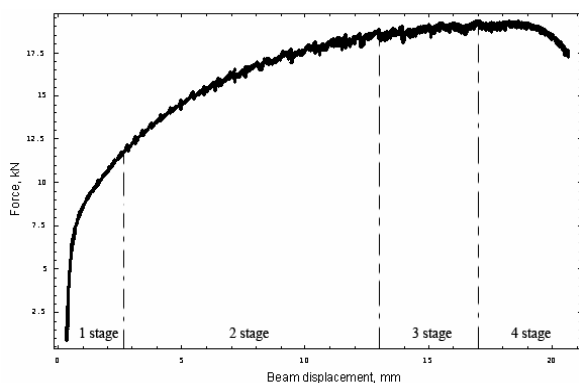


Рис.5. Экспериментальная кривая с характерными стадиями для сплава

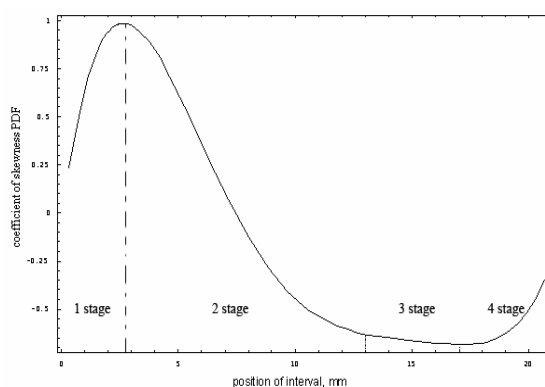


Рис.6. Эволюция коэффициента асимметрии в процессе деформирования

На рис.6. представлена эволюция коэффициента асимметрии для различных стадий деформирования, характеризующихся определенными механизмами деформирования. Видно, что на стадии упругости коэффициент монотонно растет до единицы и приближается к гауссовой форме плотности распределения. На стадии развитого пластического течения коэффициент асимметрии монотонно уменьшается до отрицательной величины, что означает приобретение негауссовой формы для плотности распределения флуктуаций. Характерно, что форма кривой плотности распределения на этой стадии не меняется. Данное свойство отражает статистическую ав-

томодельность процесса зарождения и взаимодействия зон локализованного сдвига, что является характерным для критических процессов. Эволюция плотности распределения флуктуации представлена на рис.7.

Статистические особенности флуктуации напряжений течения исследовались также для условий одноосного квазистатического сжатия для образцов армо-железа при температуре 300 °С.

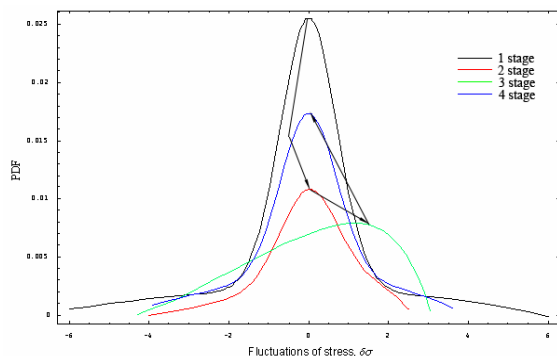


Рис.7. Эволюция плотности распределения флуктуации для четырех стадий деформирования сплава

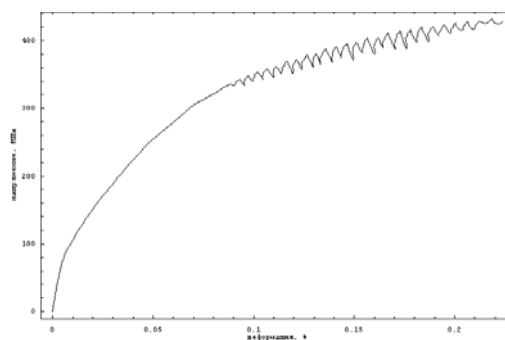


Рис.8. Диаграмма деформирования армо-железа на сжатие.

На рис.8,9 приведены диаграмма деформирования и характерный вид флуктуаций напряжения течения.

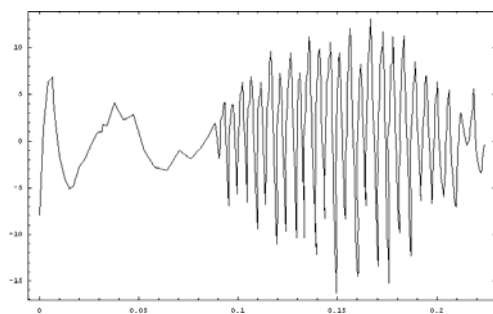


Рис.9. Флуктуации усилия пластического течения армо-железа

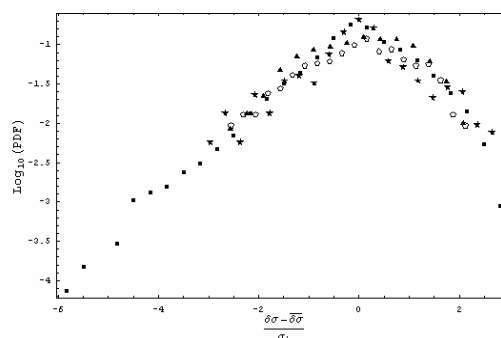


Рис.10. Плотность распределения флуктуаций напряжения пластического течения для образца из сплава 5454 (■), из трех образцов из армо-железа

На рис.10 представлены функции плотности распределения флуктуаций напряжений пластического течения для трех образцов из армо-железа (сжатие), и одного образца их алюминиевого сплава 5454 (растяжение).

Установленные зависимости обнаруживают явно выраженную статистическую автомодельность, проявляющуюся в универсальности функции плотности распределения флуктуаций. Степенной вид зависимостей, аналогичный наблюдаемым в экспериментах по течению Кармана, позволяет предположить аналогию в физических механизмах неустойчивости течения при пластической деформации и турбулентности.

Исследования выполнялись при частичной поддержке РФФИ (гранты 07-01-96004-р_урал_a; 05-01-00863-a)

Список литературы

1. J.-F. Pinton. and P.C.W Holdsworth, Phys.Rev. E 60, 2452 (1999).
2. S.T. Bramwell, K. Christensen., J.-F. Fortin et al., Phys.Rev.Lett. 84, 3774 (2000).
3. О.Б. Наймарк, Неустойчивости в конденсированных средах, индуцированные дефектами. Письма в ЖЭТФ, 67, 751 (1998).
4. О.Б.Наймарк, Ю.В.Баяндин, В.А.Леонтьев, С.Л.Пермяков. О термодинамике структурно-скейлинговых переходов при пластической деформации твердых тел. Физическая мезомеханика, N 4, С.35-43 (2005).

СЛУЖЕБНЫЕ СВОЙСТВА АЛЮМИНИЕВОГО СПЛАВА 1421 СИСТЕМЫ Al–Li–Mg ПОСЛЕ РКУ ПРЕССОВАНИЯ

Могучева А. А., Кайбышев Р. О.

*Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа,,
Annam@imsp.da.ru*

В настоящее время алюминиевые сплавы известны как наиболее перспективные материалы для аэрокосмической техники, благодаря таким их свойствам, как высокий модуль упругости и малая плотность. Характер зеренной структуры, степень рекристаллизации и наличие вторых фаз оказывают существенное влияние на свойства промышленных алюминий-литиевых сплавов. В ряде работ было показано, что измельчение зерна методами интенсивной пластической деформации повышает уровень механических свойств в алюминиевых сплавах [1,2,3]. Работоспособность алюминий-литиевых сплавов во многом определяется вязкостью разрушения и характеристиками усталости, следовательно, необходимы исследования влияния мелкозернистой структуры на служебные свойства материала.

В данной работе было рассмотрено влияние мелкозернистой структуры, полученной РКУ прессованием при температуре 325 °С до степеней деформации 2 и 4, на трещиностойкость и долговечность сплава 1421.

Исследование механических свойств сплава 1421 позволило сделать следующие выводы. В исходном состоянии уровень прочности и пластичности выше, чем после РКУ прессования. Такое поведение материала может быть связано либо с пресс – эффектом в исходном состоянии, либо с перераспределением Al_2LiMg , - фазы в процессе РКУ прессования. Повышение степени деформации РКУ прессования приводит к повышению механических свойств материала за счет структурного упрочнения. Повышение и стабилизация значений вязкости разрушения достигается путем использования полуфабрикатов с полностью рекристаллизованной структурой. Критический коэффициент интенсивности напряжений сплава с полностью рекристаллизованной структурой составляет примерно $22,7 \text{ МПа} \times m^{1/2}$. Испытания на усталость показали, что сплав 1421 после РКУ прессования до $\epsilon=4$ имеет предел выносливости порядка 180 МПа. Результаты исследования размера зерна и механических свойств, образцов из сплава 1421 приведены в таблице.

Состояние	Размер зерен, мкм		$\sigma_{0.2}$, МПа	σ_B , МПа	δ , %	СРТУ мм/Кцикл $\Delta K \sim 13$ МПа $\times$ м ^{1/2}	K_{Ic} , МПа $\times$ м ^{1/2}
	мелкие	крупные					
Исх.деф. ТО	5	171/21	400	522	14	—	—
РКУП $\epsilon \sim 2$, ТО	3	120/10	329	480	11	5,5	17,1
РКУП $\epsilon \sim 4$, ТО	2	7	378	490	13	5,0	22,7

Список литературы

1. Маркушев М.В., Мурашкин М.Ю. Механические свойства субмикрокристаллических алюминиевых сплавов после интенсивной пластической деформации угловым прессованием. Физика металлов и металловедение. 2000, том 90, № 5, с. 92-101.
2. Kaibyshev R., Musin F., Motohashi Y. High strain rate superplasticity in an Al-Li-Mg alloy subjected to equal-channel angular extrusion. Mater.Trans. 2002, v. 43. pp. 2370-2377.
3. M. Kawazoe, T. Shibata, T. Mukai, and K. Higashi. Elevated temperature mechanical properties of A 5056 Al-Mg alloy processed by EGYAL-ANGULAR-EXTRUSION. Scripta Materialia, 1997, Vol. 36, No. 6, pp 699-705.

ВЛИЯНИЕ РАЗНЫХ ФАКТОРОВ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НОВЫХ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ АМИНОСТИРОЛА

Палистрант Н. А.

*Институт Прикладной Физики, Академия Наук Республика Молдова,
Кишинэу, Республика Молдова*
natpal@phys.asm.md

Полимерные слои на основе аминостирола были получены методом радикальной полимеризации. Краткая характеристика исследуемых образцов приведена в таблице.

N	Химический состав	Обозначение	Содержание (мол. %)
1.	Аминостирол: стирол	AST :ST	90:10
2	Аминостирол: глицидилметакрилат	AST:GMA	60:40
3.	Аминостирол: стирол: бутилметакрилат	AST :ST: BMA	10:40:50

Микротвердость (Н) является структурно-чувствительным параметром. Рассмотрим влияние химического состава на зависимость микротвердости от нагрузки Н(Р). Результаты исследований представлены на рис. 1

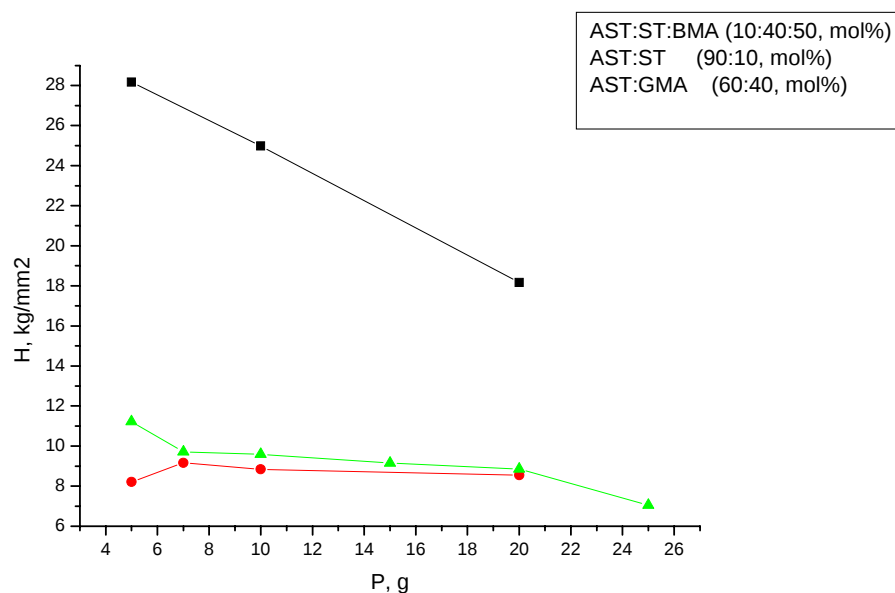


Рис. 1. Зависимость $H(P)$ для полимерных материалов различного химического состава:
а) AST:ST:BMA – (10:40:50, mol.%) (■); AST:ST- (90:10, mol.%) (▲);
AST:GMA – (60:40, mol.%) (◆).

Как видно из рис. 1, материалы AST:ST и AST:GMA ведут себя аналогичным образом, показывая слабую зависимость от нагрузки. Значения H довольно низкие при малых нагрузках и незначительно убывают по мере увеличения нагрузки. Введение бутилметакрилата в полимерную матрицу вызывает существенное упрочнение материала (почти в 3 раза при малых нагрузках) и меняет ход зависимостей $H(P)$ (кривая (■), рис. 1).

Известно, что полимеры под влиянием внешних воздействий с течением времени меняют свои свойства. Эти явления объединяют под общим названием старение. В настоящей работе исследовалось влияние старения (хранения) при комнатной температуре на примере новых материалов AST :ST: BMA. Результаты исследований представлены на рис.2.

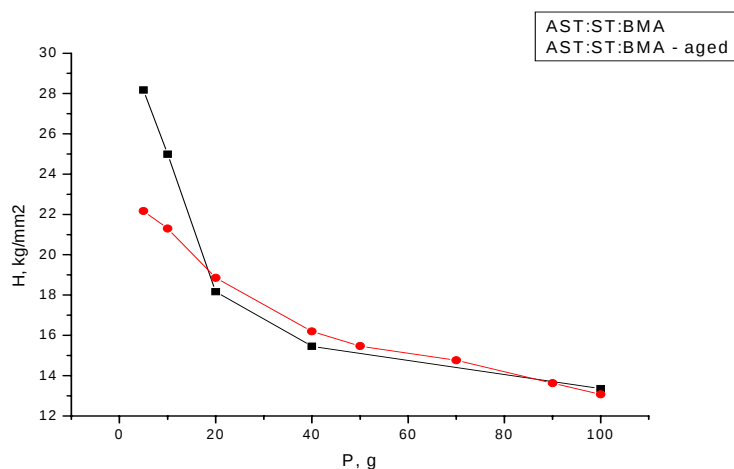


Рис. 2. Зависимость $H(P)$ для свежих (■) и состаренных (◆) в течении 4 месяцев новых полимерных материалов AST :ST: BMA

Как видно из рис. 2, изменения (разупрочнение состаренного материала по сравнению с выращенным) имеет место при малых нагрузках. При нагрузках $P \leq 20$ г значения H изменяются незначительно. Полученный результат представляет интерес, так как установлено, что во всех случаях старения происходит изменение молекулярного веса и степени разветвленности полимера, связанное с разрывом молекулярной цепи. Этот разрыв, независимо от вызвавших его причин, приводит к появлению свободных радикалов на концах разорванной цепи. Возникновение радикалов вызывает ряд вторичных процессов. Такими процессами являются приводящее к образованию разветвленных цепей взаимодействие радикалов с цепными молекулами. Основной мерой борьбы со старением является добавление ингибиторов, реагирующих с радикалами на оборванных концах цепи и тем самым предотвращающих развитие вторичных цепных химических процессов, приводящих к разрушению полимера. В нашем случае материал показывает устойчивость к старению (разупрочнение имеет место в области малых нагрузок, где на результат могут оказывать существенное влияние несовершенство прибора). В нашем случае ингибитором является бутилметакрилат, введенный в матрицу материала. Подтверждением подобного предположения может являться и тот факт, что введение ВМА изменяет ход зависимости $H(P)$ и упрочняет полимерный материал (рис. 1).

Отличительной особенностью высокомолекулярных соединений является резкое изменение физических свойств под влиянием внешних факторов (облучения, температуры). Рассмотрим влияние разных доз ультрафиолетового облучения на микротвердость соединений AST:GMA (рис. 3).

Видно, что на поверхности образца наблюдается значительное упрочнение: H возрастает в 2 раза при облучении в течении 30 мин и в 2,5 раз в течении часа. Однако при дальнейшем внедрении индентора (т.е. при проникновении внутрь образца) H уменьшается и приближается к нерадиационному значению H (в первом случае сливается). Это свидетельствует о том, что наш аминостирольный материал склонен к упрочнению под действием используемого нами облучения, но для получения более существенных результатов упрочнения в объеме материала необходимо использовать более мощные типы облучения.

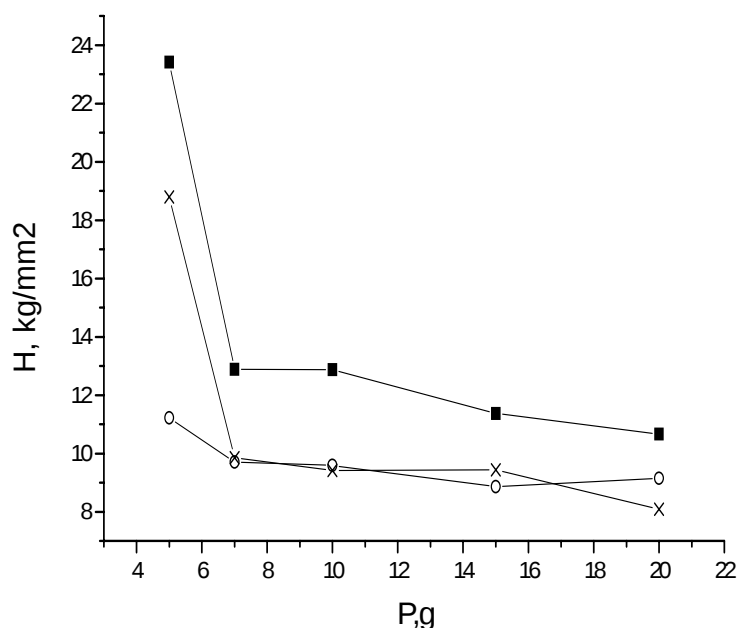


Рис. 3. Влияние радиации на $H(P)$ для AST:GMA:
 × – необлученный образец; ○ – после облучения в течение 30 мин; ■ – 60 мин.

Рассмотрим влияние UV излучения на зависимость $H(P)$ для AST:ST:BMA материалов (рис. 4).

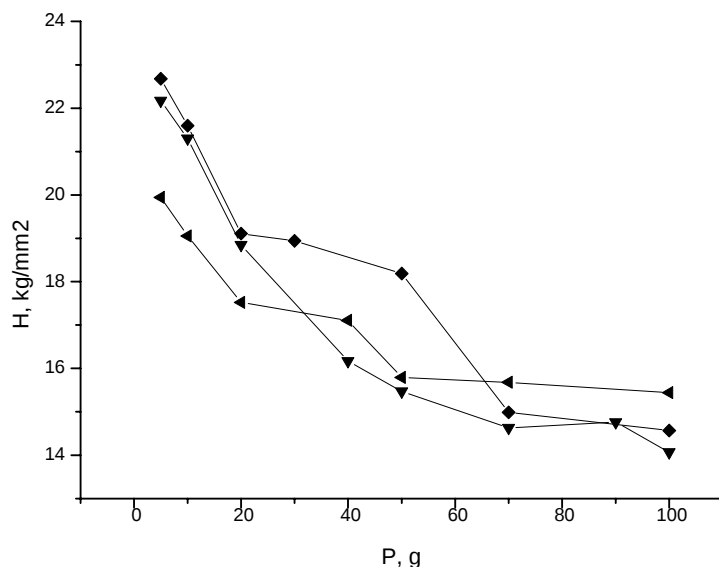


Рис. 3. Влияние UV радиации на $H(P)$ для AST: ST:BMA материалов: ■ – неoblученный образец; ● – после облучения в течение 20 мин; ▲ – 40 мин

Видно (рис. 4), что поведение полимерных материалов в этом случае отлично от предыдущих (AST:GMA). Облучение не вызывает существенного упрочнения материала, а некоторое возрастание микротвердости имеет место при 20 минутах облучения.

Для изучения продолжительности релаксационных процессов после облучения в исследуемых материалах снималась зависимость $H(P)$ для состаренного материала. Для этого облученный в течение 60 мин образец хранился при комнатной температуре (шесть месяцев), а затем деформировался при разных нагрузках. Показано, что старение облученных образцов приводит к изменению поведения микротвердости: на поверхности значения H несколько уменьшились, т.е. полимерный материал разупрочнился, однако при дальнейшем продвижении вглубь мы наблюдаем значительное упрочнение по сравнению с свежеоблученным материалом. Значения микротвердости также уменьшаются с ростом нагрузки, но это уменьшение не является существенным.

Итак, на основании проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

1. Микротвердость двойных полимерных композитов (AST :ST и AST:GMA) демонстрирует слабую зависимость от нагрузки.
2. Введение BMA в матрицу AST :ST вызывает существенное упрочнение материала (микротвердость возрастает более чем в 3 раза).
3. Двойные полимерные материалы AST:GMA являются значительно более чувствительными к внешним воздействиям (UV облучению, старению) чем тройные AST: ST:BMA.

АВТОМОДЕЛЬНОСТЬ ДОГРУЗОЧНОГО УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОГО ВОЛНОВОГО ФРОНТА В МЕТАЛЛАХ

Баяндин Ю. В., Наймарк О. Б.

*Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь,
buv@icmm.ru*

Исследования деформирования материалов при динамических нагрузках и структуры ударных волн в конденсированных средах вызывают большой интерес. До настоящего времени являются открытыми вопросы, связанные с объяснением природы релаксационных процессов на фронте ударных волн и термодинамики ударно-волновых явлений в диапазоне умеренных интенсивностей нагрузок. Прогнозируемость процессов, происходящих при динамических и ударно-волновых нагружениях, достигается на основе моделей, верификация которых осуществляется сопоставлением экспериментальных результатов и расчетов в некоторых модельных постановках.

Экспериментальные исследования установили автомодельность волновых фронтов в алюминии при инициировании плоских ударных волн в режимах нагружения с догрузкой и разгрузкой [1]. Нагружение образцов осуществлялось соударением с составным ударником из двух пластин для формирования входного ударного импульса в виде двух последовательных ступенек. Регистрация скорости тыльной поверхности образца с использованием доплеровской интерферометрии (VISAR) позволила установить автомодельные закономерности формирования догрузочных упругопластических волновых фронтов в алюминии (поликристаллы, сплавы, мелкозернистый металл), которые заключаются в следующем. При переходе к автомодельным параметрам (скорость приводилась к амплитуде скорости, время – к совокупной толщине образца и ударника) кривые скорости тыльной поверхности в области догрузки ложатся на единую кривую.

Исследования настоящей работы посвящены указанной тематике и направлены на решение актуальной и сложной научной проблемы повышения надежности термодинамического моделирования поведения материалов при ударно-волновых нагружениях с учетом роли коллективного поведения ансамблей мезодефектов, объяснению на основе развитого подхода структурных и экспериментальных эффектов, наблюдаемых при ударно-волновом деформировании. Авторами разработана математическая модель распространения плоской ударной волны в металлах, которая впервые позволила объяснить и описать указанные эффекты. Предложен качественный механизм деформирования металлов, отвечающий указанным экспериментальным эффектам. Уравнения основаны на статистической теории, разработанной в лаборатории физических основ прочности ИМСС УрО РАН, в которой введено два параметра порядка, описывающих дефектную структуру металла, для которых удалось впервые предложить эволюционные уравнения. Численное моделирование при различных амплитудах входного импульса напряжений и различных толщинах мишени при переходе к автомодельным параметрам позволило описать указанный выше эффект.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 05-01-00863-а, № 07-01-96004-р_урал_а, № 07-08-96001-р_урал_а, № 05-08-33652-а, № 07-01-91100-АФГИР_а).

1. H.Huang and J.R.Asay. Compressive strength measurements in aluminium for shock compression over the stress range of 4-22 GPa. Journal of Applied Physics, 2005. – Vol. 98. – P. 033524.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ НАКОПЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ В ЖЕЛЕЗЕ ПРИ УПРУГО-ПЛАСТИЧЕСКОМ ПЕРЕХОДЕ

Плехов О. А.

*Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь,
poa@icmm.ru*

Локализация пластической деформации и волновой характер её распространения – хорошо известные и экспериментально изученные явления. Однако современные эксперименты, выполненные с применением высокочувствительных инфракрасных камер, обнаружили ряд новых диссипативных эффектов, сопровождающих этот процесс. В частности, установлено, что упруго-пластический переход в металлах сопровождается зарождением и распространением по поверхности образца диссипативной волны. В данной работе проведено экспериментальное исследование зарождения и распространения тепловых волн, сопровождающих процесс локализации деформации при упругопластическом переходе в железе, и предложено теоретическое описание данного эффекта.

Условия экспериментов

Эксперимент проводился на металлических образцах при изотермических условиях. Химический состав образцов представлен в таблице.

C %	Mn %	Si %	S %	P %	Ni %	Cr %	Mo %
0,004	0,04	0,05	0,005	0,005	0,06	0,038	0,01

Образцы были изготовлены из термически обработанных цилиндрических стержней. После механической обработки образцы отжигались в безкислородной атмосфере при температуре 800 °С в течение 8 часов. Для мониторинга диссипации энергии поверхность образцов механически полировалась, и покрывались матовой черной краской.

Образцы нагружались в режиме одноосного растяжения со скоростью деформации в пределах от 10^{-4} до 210^{-3} сек $^{-1}$.

Для записи эволюции поля температур использовалась инфракрасная камера CEDIP Jade III. Спектральный диапазон камеры 3–5 мкм. Максимальный размер кадра 320x240 точек. Минимальный пространственный размер точки 10^{-4} м. Максимальная скорость съёмки 500 Гц. Чувствительность камеры < 25 мК при 300 К.

Результаты экспериментов. Расчёт размеров и положения источников тепла

Уравнение, описывающее эволюцию источников тепла, может быть записано в виде

$$r(x, y, t) = \rho c \dot{T}(x, y, t) + k \Delta T(x, y, t),$$

где ρ – плотность, k – коэффициент теплопроводности, c – коэффициент теплоёмкости, x – координата, направленная вдоль оси растяжения образца, y – координата, направленная в плоскости образца.

При расчёте характеристик источников тепла рассматривался одномерный сигнал $T(x, \text{const}, t)$. Для уменьшения влияния случайных колебаний температуры ис-

пользовалась фильтрация сигнала на основе дискретного Фурье преобразования (ДФП). При вычислении ДФП использовалось зеркальное отображение сигнала относительно оси ординат. Прямое и обратное ДФП может быть записано в виде

$$T\omega_k = \sum_{n=0}^{N-1} T_n \exp\left(2\pi ni \frac{k}{N}\right), \quad k = 0, 1, \dots, N-1,$$

$$T_n = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} T\omega_k \exp\left(-2\pi ni \frac{k}{N}\right), \quad n = 0, 1, \dots, N-1.$$

В качестве фильтра была использована функция $\varphi(x) = \frac{v_c}{\sqrt{\pi}} \exp(-v_c^2 x^2)$.

Источники тепла могут быть определены следующим образом

$$T_f(t) = \operatorname{Re}\left(N F^{-1}\left(F(T) F(\varphi)\right)\right), \quad \Delta T_f(t) = \operatorname{Re}\left(N F^{-1}\left(F(T) F(\Delta\varphi)\right)\right),$$

$$r(x, t) = \rho c \dot{T}_f(x, t) + k \Delta T_f(x, t),$$

где $\Delta\varphi = \frac{4v_c^5}{\sqrt{\pi}} \exp(-v_c^2 x^2) \left(r^2 - \frac{1}{2v_c^2}\right)$.

На рис. 1 представлено пространственное распределение температуры на поверхности образца при скорости деформации $210^{-3} \text{ сек}^{-1}$. Две волны локализованной деформации, наклонённые под углом 70 градусов, движутся от захватов в центр образца. Длина исследуемой области 48,85 мм, время прохождения волн 21,5 сек.

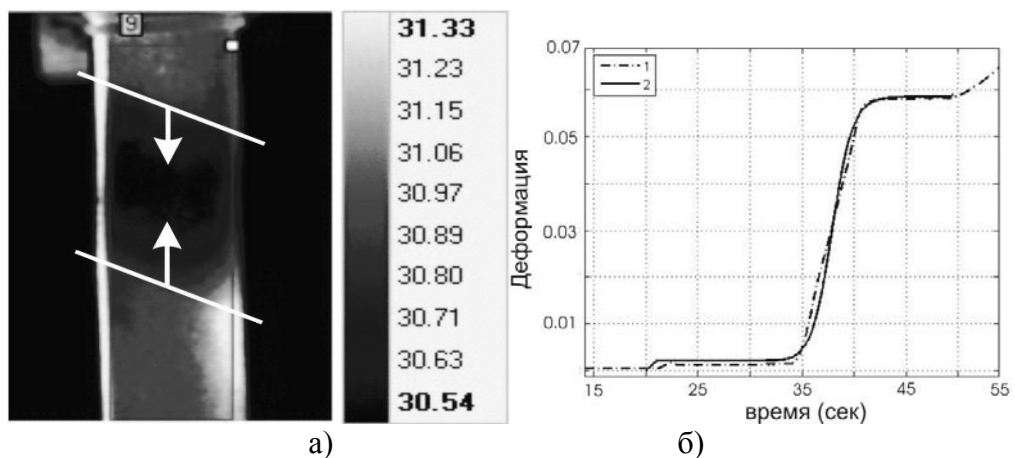


Рис. 1. Распределение температуры на поверхности образца при скорости деформации $210^{-3} \text{ сек}^{-1}$. Значения температуры представлены в градусах Цельсия. Зависимость локальной деформации образца от времени в момент прохождения деформационной волны. Экспериментальные данные (1), численный расчёт (2).

На рис. 2,а представлена соответствующая пространственно-временная диаграмма эволюции температуры вдоль поперечного сечения образца. Анализ кинетики поля температуры позволяет восстановить пространственно-временное распределение источников тепла в образце (рис. 2,б). Ширина зоны с интенсивной диссипацией энергии имеет размер порядка 15-20 мм. В момент встречи волн, происходит существенное усиление диссипативной активности материала. На рис. 1,б представлена зависимость локальной деформации образца от времени. В момент распространения волны локализованной деформации в остальных частях образца скорость деформации равна нулю и не меняет вплоть до встречи волновых фронтов.

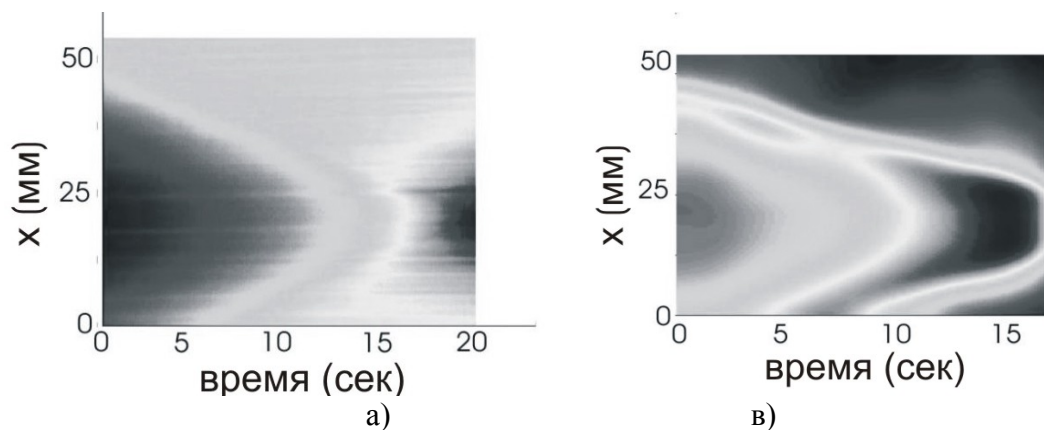


Рис. 3. Пространственно временная эволюция поля температур (а), соответствующие распределение источников тепла (в).

Моделирования распространения тепловых волн на поверхности образца

Для описания процесса распространения тепловых волн стандартная система уравнений механики сплошной среды дополнялась кинетическими уравнениями для параметра плотности мезодефектов (структурной деформации). Термодинамический потенциал исследуемой физической системы был определён из решения статистической задачи об эволюции ансамбля типичных микросдвигов в линейно упругой среде. В качестве параметров, описывающих текущее состояние структуры материала были выбраны «структурная деформация» и скалярный параметр структурного скейлинга δ [1]. Полученная система уравнений решалась численно, влияние захватов на характер эволюции поля напряжений в образце моделировалось конечно-амплитудным возмущением поля структурной деформации на границе образца. В [1] показано, что в зависимости от величины параметра структурного скейлинга в ансамбле дефектов могут реализовываться структурные переходы различного типа. В диапазоне $\delta_c < \delta < \delta_*$ у системы существуют две равновесных концентрации дефектов, разделённых потенциальным барьером ΔF . Величина барьера зависит от текущего значения напряжения и уменьшается по мере проникновения в область метастабильности. В определенный момент времени флуктуации граничных условий становятся сравнимыми с величиной потенциального барьера и система скачком переходит из одного равновесного состояния в другое на границах образца и инициирует волну фазового переключения. Сопоставление результатов численного моделирования с экспериментальными данными представлено на рис. 1,б.

Работа выполнялась при поддержке грантов РФФИ 05-08-33652, 07-08-96001.

1. Наймарк О.Б., Давыдова М.М., Плехов О.А., Уваров С.В. Экспериментальное и теоретическое исследование динамической стохастичности и скейлинга при распространении трещин // Физическая мезомеханика. 1999. Т. 2, N3. С. 47-58.

ПОВЕРХНОСТНОЕ УПРОЧНЕНИЕ ДЕТАЛЕЙ ИЗ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ ДВИЖУЩЕЙСЯ ПЛАЗМЕННОЙ ДУГОЙ

Батрак В. В., Веремейчик А. И., Сазонов М. И., Хвисевич В. М.

Брестский государственный технический университет, Брест, Беларусь

Данная работа посвящена изучению особенностей плазменного упрочнения деталей из нержавеющей стали на примере лопаток смесительной машины для переработки пищевых продуктов. Для повышения надежности и долговечности деталей и экономии энергетических ресурсов используются различные способы упрочнения металлоизделий. Данная работа посвящена изучению особенностей закалки крупногабаритных стальных изделий сложной конфигурации. Традиционно для их упрочнения используют объемную термозакалку [1]. Как показали исследования и практика, при таком способе упрочнения происходят большие затраты электроэнергии, других ресурсов; кроме того, невозможно произвести закалку с постоянной твердостью, в области кромок деталей возникают значительные напряжения, которые в процессе эксплуатации приводят к возникновению трещин и разрушению детали. Для решения этой проблемы предлагается применить поверхностное плазменное упрочнение при помощи сжатой движущейся плазменной дуги, горящей в среде аргона [2, 3]. Применение такого высококонцентрированного источника нагрева позволяет существенно снизить затраты энергии, осуществлять поверхностную закалку изделия, причем лишь только его изнашиваемых участков, что позволяет реализовать процесс упрочнения на незначительную глубину, исключая закалку его сердцевины и сохраняя тем самым пластичные свойства материала. Для реализации такого процесса был модернизирован плазменный генератор и создана плазменная установка. Исследования проводились на образцах из нержавеющей стали заданной толщины.

Проведены обследования лопаток после длительной работы, которые показали ряд типичных дефектов – поверхностная коррозия металла, затупление, растрескивание и выламывание режущей кромки, отламывание кусков в периферийной зоне.

Путем взвешивания лопатки до и после испытаний установлено, что произошел значительный износ материала (до 10–20% общей массы детали). В соответствии с терминологией [4], тип коррозии – точечно-язвенная, кавитационная с проявлением коррозионного растрескивания. Толщина лопатки в сечениях, наиболее удаленных от оси вращения, уменьшилась из-за большей окружной скорости в этих сечениях детали примерно в два раза, при этом ее поверхность не подверглась деформации и осталась плоской. Кроме того, в зоне примыкания детали к утолщению с посадочным отверстием отмечено появление «шейки». При образовании «шейки» произошло утончение поперечного сечения на глубину приблизительно до 1 мм и ширину 2–3 мм (глубина «шейки» одинакова на верхней и нижней сторонах лопатки). Выход шейки к боковым поверхностям лопатки ориентирован под углом $\sim 80^\circ$. В периферийной зоне на нижней плоскости и торцевой поверхности видны зарождающиеся трещины глубиной до 1 мм со сплошной зоной коррозионно-поверхностных дефектов в виде остроугольных канавок, которые сориентированы перпендикулярно торцу и изгибающихся в окружном направлении (ширина дефектов в своей средней части составляет 4–6 мм).

Образование «шейки» одинаковой глубины по всей длине своих прямолинейных участков говорит о пластической текучести материала в случае плоского напряженного состояния.

Для повышения износостойкости в процессе трения и повышения сопротивления пластическому и хрупкому разрушению в данной работе предлагается применить поверхностную термообработку детали (ПУ), как наиболее полно обес-

печивающая оптимальное сочетание величины вязкости сердцевины детали с высокой поверхностной твердостью. Такое упрочнение реализуется путем локальной закалки при помощи быстро перемещающегося высокоинтенсивного высококонцентрированного источника тепла, а именно – плазменной дуги, генерируемой плазмотроном постоянного тока мощностью 1,0 – 1,4 кВт.

Такое упрочнение деталей характеризуется рядом преимуществ:

- достаточно малой глубиной закалки и всего лишь в местах износа;
- при ПУ твердость поверхностного слоя заметно выше, чем при объемной закалке;
- отсутствие термических деформаций изготавливаемой детали благодаря локальности и кратковременности взаимодействия плазмы с поверхностью металла.

Установка состоит из плазмотрона постоянного тока 2, силового источника 1 питания дуги, устройства ВЧ-поджига дуги 3, системы газоснабжения плазмотрона аргоном и системы водоохлаждения плазмотрона. Для перемещения плазмотрона с заданной скоростью создана система устройств, реализующая плоскопараллельное движение упрочняемой детали относительно плазмотрона (рис.1). Силовой источник обеспечивает горение дуги при напряжении 14-35 В и токах до 32 А, а его напряжение холостого хода - 60 В. При закалке различных деталей источник позволяет изменять ток от 6 А до 32 А.

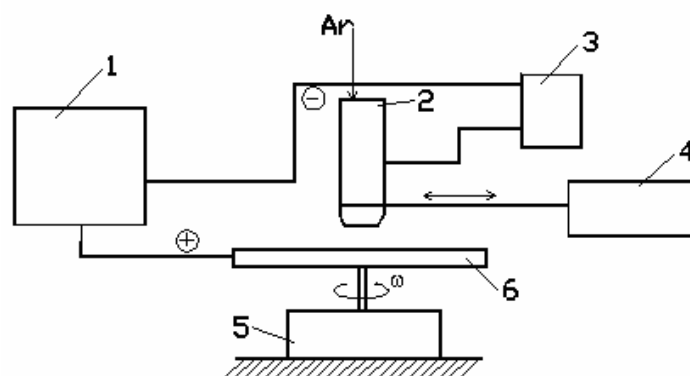


Рис.1. Принципиальная схема установки для поверхностной плазменной закалки.

1 – силовой источник питания; 2 – плазмотрон; 3 – высокочастотный генератор;
4 – манипулятор; 5 – манипулятор; 6 – упрочняемая деталь.

Поджиг дуги производится при помощи высоковольтного ВЧ-генератора 3, который подключен одним полюсом к катоду плазмотрона, другим – к его соплу. Перед запуском плазмотрона устанавливаются заданные расходы рабочего газа – аргона. Кроме того, задается определенная скорость перемещения плазмотрона на основе предварительно проведенных экспериментов по упрочнению на образцах. Затем на плазмотрон подается напряжение от силового источника и включается ВЧ-генератор, который обеспечивает пробой газового зазора между катодом и соплом; в этот момент сопло служит поджигающим электродом. По образовавшемуся искровому каналу развивается дежурная дуга между катодом и соплом, причем ток дуги ограничивается переменным сопротивлением, которое включено в электрическую цепь между соплом и анодом и устанавливается в пределах 4–6 А. Под действием потока аргона через плазмотрон слабوتочная дуга выдувается из плазмотрона и замыкается на анод-деталь. Приложенное напряжение к плазмотрону от силового источника обеспечивает горение основной дуги между катодом и анодом, а дежурная дуга автоматически отключается.

Для перемещения плазмотрона относительно закаливаемой детали использован манипулятор с двигателем с магнитным роликом, который приводится во вращательное движение ротором; в свою очередь, ролик катится по торцу модели закаливаемой детали. Кроме того, разработан и изготовлен специальный манипулятор, ко-

торый непосредственно вращает упрочняемую деталь с заданной скоростью, причем угловая скорость детали может изменяться в пределах 0,5–180 об/мин при помощи разработанной электронной системы управления двигателем. Таким образом, на созданной установке могут проводиться исследования с целью разработки основ поверхностной закалки образцов и деталей.

Плазменная закалка производилась при токах дуги $I = 6\text{--}32$ А и использовании в качестве плазмообразующего газа аргона; в плазмотроне применено обжимающее сопло с диаметром отверстия, равным 1,2 мм. Скорость перемещения плазмотрона варьировалась от 4 до 27 мм/с. В результате проведенных экспериментов определены оптимальные параметры упрочнения, а именно: скорость перемещения плазмотрона $v = 6$ мм/с, причем ток дуги составляет $I = 26$ А для плоской утолщенной части лопатки, а при закалке острия $I = 7$ А и $v = 24$ мм/с. Установлено, что ширина упрочненной плазменной дугой «дорожки» составляет 0,8–1,2 мм.

Исследованы микротвердость поверхностного слоя в зависимости от расхода аргона, тока дуги, скорости перемещения плазмотрона. На рис. 2 представлено типичное распределение микротвердости по глубине.

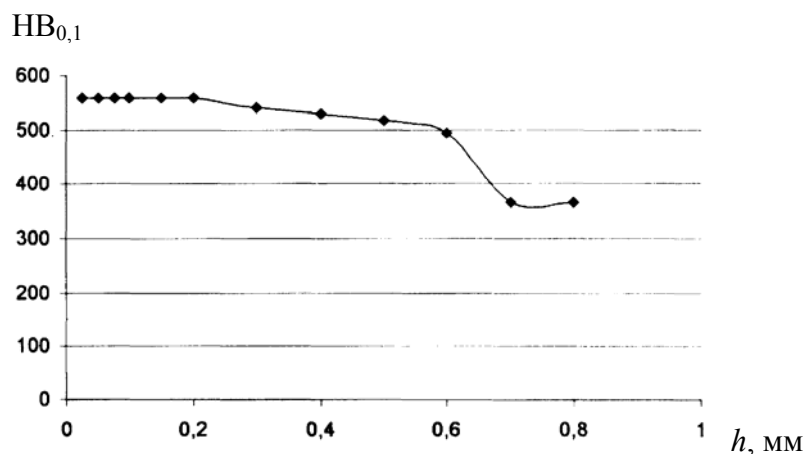


Рис.2. Распределение микротвердости упрочненного слоя по глубине при токе дуги $I = 16$ А.

Достигнуто увеличение микротвердости до 500–560 $HB_{0,1}$, причем толщина упрочненного слоя может изменяться в зависимости от скорости упрочнения от 0,1 до 0,7 мм. Экспериментально подтверждена возможность закалки при наложении соседних дорожек друг на друга с расстояниями между их осями, равном 0,4мм; при этом микротвердость составила 532 – 566 HV.

Список литературы

1. Райцес В.Б. Термическая обработка. – М.: Машиностроение, 1980. – 247 с.
2. Спиридонов Н.В., Кобяков О.С., Куприянов И.Л. Плазменные и лазерные методы упрочнения деталей машин. – Мн.: Высшая школа, 1988. – 155 с.
3. Рыкалин Н.Н., Углов А.Л., Зуев И.В., Кокора А.Н. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов. Справочник. – М.: Машиностроение, 1985. – 496 с.
4. Трощенко В.Т. Сопротивление материалов деформированию и разрушению. - Киев: Наукова думка, 1994.

МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ТРЕЩИНОСТОЙКОСТИ В УСЛОВИЯХ ХРУПКОГО ДИНАМИЧЕСКОГО РАЗРУШЕНИЯ

Петров В. Н.

Институт физико-технических проблем Севера СО РАН, Якутск

Для решения проблемы оценки трещиностойкости и ресурса элементов конструкций и машин с концентраторами напряжений в условиях реального нагружения целесообразно использовать методы моделирования при комбинированном статико-динамическом нагружении, представляющем собой комбинацию действующего статического напряжения с кратковременной динамической нагрузкой.

Основное содержание работы

Экспериментальные исследования по статико-динамическому нагружению образцов осуществлялись на модельной установке «МИУ-1» [1].

В эксперименте испытывались образцы с одним боковым надрезом при фиксированных нагрузках в области упругой пропорциональности модельного материала полиметилметакрилата (ПММА) при следующих температурах -90°C , -40°C и $+20^{\circ}\text{C}$.

Для случая комбинированного статико-динамического нагружения, на основе зависимости распределения компонент тензоров деформации и напряжения от скорости распространения трещины, разработан энергетический критерий оценки трещиностойкости. [1]

Исходными данными для решения такой задачи являются скорость и длина трещины в момент регистрации. В этом случае представляется целесообразным применение метода, разработанного Е. Шер и другими авторами. Е.Шер основывался на работах Ирвина и решении Крэггса для задачи о стационарном распределении компонент тензоров деформаций и напряжений на берегах разреза. Использовалось предположение о том, что в окрестности вершины произвольно движущейся трещины напряжения имеют особенность порядка $r^{-1/2}$, где r – расстояние от вершины трещины, которое справедливо для статичных случаев, но также распространяется на динамику. С учетом порядка данной особенности находят угловое распределение напряжений вокруг кончика движущейся трещины. Поток энергии в вершину трещины выражается соотношением:

$$G(v) = \frac{1}{\rho_m} \left[- \frac{(1 - \nu) \sqrt{b} N_{22}^2}{(1 + \nu) - 4\sqrt{b\nu}} \right] \quad (1)$$

где, $\alpha = 1 - \frac{v^2}{c_1^2}$, $\beta = 1 - \frac{v^2}{c_2^2}$, $N = y_{22} \pi \sqrt{x}$. Выражение (1), по существу, является энергетическим критерием разрушения Гриффитса при $v \rightarrow 0$. Параметры μ , c_1 и c_2 были получены на основе данных эксперимента по растяжению плоских гладких пластин из ПММА [2].

Основовоплагающей величиной здесь является значение потока энергии, поступающей в вершину движущейся трещины, под которым понимают отношение мгновенного потока энергии к скорости образования новой поверхности. Набор дискретных данных значений G можно представить как изменение энергии деформации, приходящееся на единицу новой поверхности разрушения, путем ввода ΔG – разности двух соседних значений потока энергии.

В виде исходного критического параметра выбрана критическая длина трещины, определяемая из данных фрактографических исследований поверхностей излома образцов под действием статико-динамического нагружения. Данные этих исследований занесены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1. Критическая длина трещины при статико-динамическом нагружении

Сила Нагружения, $P_{ст}$, Н	Энергия удара бойка, W_B , Дж	Критическая длина трещины $l_{тр}^*$, мм		
		20°C	-40°C	-90°C
245,3	17,3	8,6	7,3	6,4
	45,0	8,4	6,5	5,6
	135,0	7,3	6,4	5,2
490,5	17,3	7,2	6,2	5,7
	45,0	6,6	5,4	5,2
	135,0	6,5	5,2	4,8
981,0	17,3	7,6	5,4	5,2
	45,0	6,8	6,0	4,7
	135,0	6,7	6,2	4,8

На основе экспериментальных данных и эмпирической зависимости, при распространении трещины определяются три взаимозависимых параметра: x – координата вершины трещины, V – скорость роста трещины и σ_{22} – обобщенное напряжение действующей комбинированной статико-динамической нагрузки. Использование далее полученных значений с учетом данных табл.1 в выражении (1) позволяет получить значения потока энергии, поступающей в вершину движущейся трещины. Размерность потока энергии – Дж/м².

В итоге, критерий оценки трещиностойкости в условиях хрупкого динамического разрушения можно представить, как нахождение критического значения потока энергии, соответствующего критической длине трещины.

$$G_c = G(l_{тр}^*) \quad (3)$$

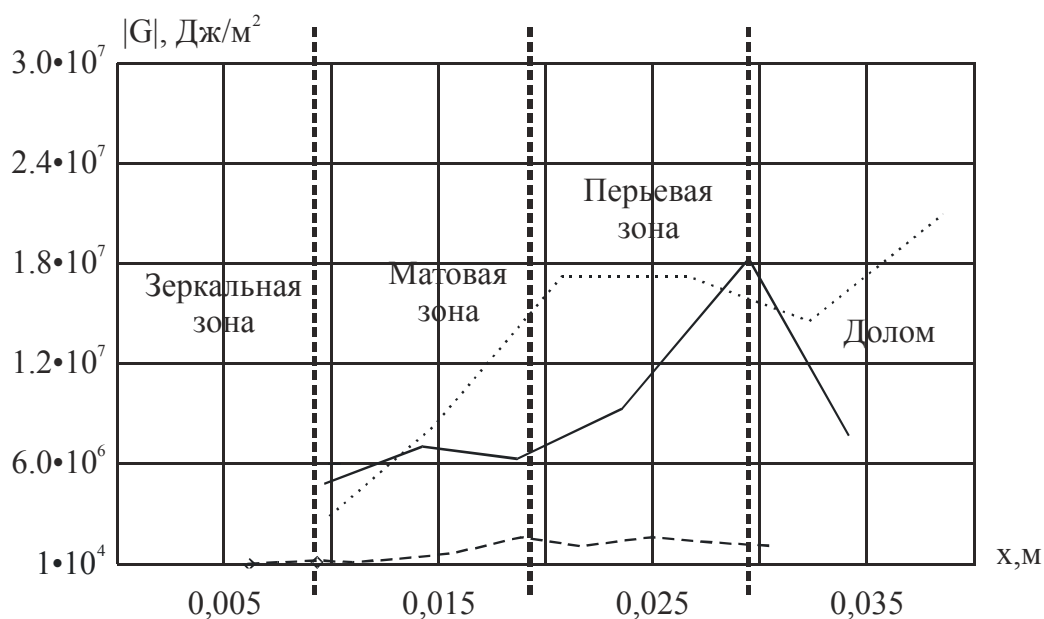


Рис.1. Зависимость модуля потока энергии от длины трещины для различных температур испытания при одинаковых условиях нагружения ($W_B = 135$ Дж, $P = 981$ Н)
Штриховая – – 90 °C , пунктирная – – 40 °C, сплошная – +20 °C.

Таким образом, по предложенной методике были определены значения потока энергии, поступающего в вершину движущейся трещины при различных скоростях нагружения полимерных образцов и температуре.

Как и следовало ожидать, наименьший поток энергии, поступающей в вершину трещины, соответствует случаю разрушения образца при -90°C . Два других случая на начальном этапе разрушения идентичны (размеры «зеркальных» зон сопоставимы), и следует считать, что на данном этапе превалирующую роль играет расклинивающее действие бойка. На следующем этапе, при температуре испытаний $+20^{\circ}\text{C}$, возможно, разрушение поддерживается за счет накопленной упругой энергии деформации. В табл. 2 представлены полученные критические значения модуля потока энергии для данных экспериментов.

Т а б л и ц а 2. Зависимости критических параметров материала ПММА типа ТОСП ГОСТ 17622-72 от температуры при $W_b = 135 \text{ Дж}$, $P = 981 \text{ Н}$

Температура испытания, $^{\circ}\text{C}$	-90	-40	20
Критическое значение модуля потока энергии Дж/м ²	$1,59 \cdot 10^4$	$1,581 \cdot 10^5$	$1,4 \cdot 10^6$

Основные результаты и выводы

1. Фрактография образцов, разрушенных при статико-динамическом нагружении, показал, что отрицательные температуры (-40 и -90°C) обуславливают значительный рост потока энергии в матовой зоне излома, что говорит о межкластерном характере разрушения, приводящем к выбросам энергии. В перьевой зоне распределение энергии равномерно вследствие постоянства средней скорости продвижения трещины. Выявлено, что при отрицательных температурах испытаний трещина развивается по механизму хрупкого разрушения по всей ширине образца, и область долома является существенно малой по отношению к полному разрушению.
2. В случае испытаний на статико-динамическое разрушение при комнатной температуре наблюдается ярко выраженная картина долома образцов, что еще раз подтверждает факт разрушения за счет накопленной упругой энергии деформации.
3. Разработана расчетно-экспериментальная методика оценки трещиностойкости в условиях нагружения расклинивающим ударом по предварительно статически нагруженному образцу на основе энергетического подхода и эмпирической модели роста трещины.

Список литературы

1. Петров В.Н., Лепов В.В., Семенов Х.Н., Ларионов В.П. Критерий трещиностойкости при комбинированном нагружении, //Заводская лаборатория - 2001, - №10, с.50-55.
2. Petrov V.N., Lepov V.V., Semyonov Hr. N. Development of the energy criterion of brittle fracture toughness for the case of combined loading.//J. Phys. IV France 4, -2003, vol. 110, pp. 243-248
3. Петров В.Н., Лепов В.В., Семенов Х.Н., Находкин М.Г. Исследование механизмов хрупкого разрушения при статико-динамическом нагружении// Техника машиностроения - 2005, №1 (53), стр. 46-52

ДВИЖЕНИЕ ПАРЫ КРАЕВЫХ ДИСЛОКАЦИЙ В КРИСТАЛЛЕ СО СТРУКТУРНЫМИ НЕСОВЕРШЕНСТВАМИ

Малашенко В. В.

*Донецкий государственный технический университет, Донецк, Украина
Донецкий физико-технический институт им. А.А.Галкина НАН Украины, Донецк,
Украина*

malashenko@kinetic.ac.donetsk.ua

Неподвижные дислокации, закрепленные различными дефектами реальных кристаллов, взаимодействуя с движущимися дислокациями, могут оказывать существенное влияние на процессы деформационного упрочнения и пластической деформации, поэтому исследованию этого вопроса посвящено значительное количество как экспериментальных, так и теоретических работ [1,2]. В большинстве теоретических работ методами машинного моделирования исследовалось движение одиночной пробной дислокации через лес гибких либо жестких параллельных дислокаций леса, пересекающих плоскость скольжения пробной дислокации, причем задача решалась в квазистатическом приближении (малые скорости движения дислокаций). В работе [3] теоретически исследовалось движение одиночной винтовой дислокации через систему параллельных ей винтовых дислокаций с высокой скоростью, т.е. при внешних напряжениях $\sigma > \sigma_i = (\mu b / 2\pi) n^{1/2}$, где μ – модуль сдвига, n – плотность закрепленных дислокаций. При таких скоростях движение дислокации лимитируется динамическими механизмами торможения. Раскачивание сегментов дислокаций леса движущейся дислокацией приводило к необратимым потерям ее кинетической энергии, именно в этом и заключался исследованный в работе [3] механизм торможения. Результаты этой работы были использованы в обзоре [4]. Применительно к эксперименту данная работа обсуждалась авторами работ [5].

Как известно, краевые дислокации, расположенные в параллельных плоскостях скольжения, способны образовывать устойчивые конфигурации, выстраиваясь одна над другой [6]. Этот процесс является основой полигонизации, в результате которой в кристаллах возникают дислокационные стенки. Под действием внешних напряжений такие образования могут перемещаться по кристаллу. В работах [7,8] анализировалось движение пары краевых дислокаций в параллельных плоскостях скольжения кристалла, содержащего хаотически распределенные точечные дефекты. Диссипация энергии происходила благодаря переходу кинетической энергии дислокации в энергию колебания элементов дислокации относительно ее центра масс. В настоящей работе исследуется движение пары краевых дислокаций, скользящих в параллельных плоскостях через систему краевых дислокаций параллельных данной паре. Пара дислокаций представляет собой линейный гармонический осциллятор, колебания которого могут быть возбуждены благодаря взаимодействию с неподвижными дислокациями. Механизм диссипации заключается в необратимом переходе кинетической энергии движущихся дислокаций в энергию их колебаний относительно центра масс дислокационной пары. Ранее такой механизм не предлагался и не анализировался.

Пусть две бесконечные краевые дислокации под действием постоянного внешнего напряжения σ_0 движутся в параллельных плоскостях: одна – в плоскости XOZ (т.е. $y = 0$), а вторая – в плоскости $y = a$, где a – расстояние между плоскостями скольжения. Линии дислокаций параллельны оси OZ , их векторы Бюргерса имеют координаты $(b, 0, 0)$, т.е. параллельны оси OX , в положительном направлении кото-

рой центр масс данной дислокационной пары движется с постоянной скоростью v . Линии неподвижных краевых дислокаций в настоящей работе считаются жесткими, они также параллельны оси OZ , их векторы Бюргера для простоты будем считать такими же, как и векторы скользящих дислокаций. Взаимодействие движущихся дислокаций с неподвижными приводит к тому, что подвижные дислокации начинают совершать колебания в своих плоскостях скольжения относительно плоскости $x = vt$ перпендикулярной этим плоскостям. Положение дислокаций определяется функциями

$$X_1(y=0;t) = vt + w_1(y=0;t), \quad X_2(y=a;t) = vt + w_2(y=a;t), \quad (1)$$

где $w_1(y=0,z,t)$, $w_2(y=a,z,t)$ – случайные величины, среднее значение которых по ансамблю дислокаций равно нулю. Движение каждой дислокации задается уравнением

$$m \frac{\partial X_K^2}{\partial t^2} = b \left[\sigma_0 + \sigma_{xy}^K(vt + w_K; z) \right] + F_{dis} - B \frac{\partial X_K}{\partial t}. \quad (2)$$

Здесь $K=1,2$ – номер движущейся дислокации, m – масса единицы ее длины (для простоты считаем массы дислокаций одинаковыми), B – константа демпфирования, обусловленная фононными, магннными, электронными либо иными механизмами диссипации, характеризующимися линейной зависимостью силы торможения дислокации от скорости ее скольжения, c – скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле, σ_{xy}^K – компонента тензора напряжений, создаваемых непод-

вижными дислокациями на линии K -й движущейся дислокации, $\sigma_{xy}^K = \sum_{i=1}^N \sigma_{xy,i}^K$, N –

число неподвижных дислокаций в кристалле. F_{dis} – сила взаимодействия дислокаций между собой, которая согласно [6], определяется формулой

$$F_{dis} = b^2 M \frac{x(x^2 - y^2)}{r^4} \approx -\frac{b^2 M w}{a^2}, \quad M = \frac{\mu}{2\pi(1-\gamma)}, \quad (3)$$

где γ – коэффициент Пуассона. Здесь учтено, что $w \ll a$ (приближение малых колебаний) и $r \approx a$. Две краевые дислокации, расположенные в параллельных плоскостях скольжения одна над другой, представляют линейный гармонический осциллятор. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим эти дислокации в системе, связанной с их центром масс, и запишем для них уравнение движения:

$$m \ddot{w}_K = -\frac{b^2 M}{a^2} w_K; \quad \ddot{w}_K + \omega_0^2 w_K = 0; \quad \omega_0^2 = \frac{b^2 M}{a^2 m} = \frac{2c^2}{a^2 \ln(D/L)} \approx \frac{c^2}{a^2}, \quad (4)$$

где L – длина дислокации, D – величина порядка размеров кристалла. Влиянием вязкого торможения, создаваемого фононной подсистемой, на затухание дислокационных колебаний можно пренебречь при выполнении условия

$$\frac{\mu b}{2\pi(1-\gamma)} \left(\frac{b}{a} \right)^2 \gg Bv. \quad (5)$$

Для значений $\mu = 3 \cdot 10^{10} \text{ Н} \cdot \text{м}^{-2}$, $b \approx 3 \cdot 10^{-10} \text{ м}$, $v \approx 10^{-2} c \approx 30 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$, $a \approx 10b$ получим, что это условие выполняется для $B \leq 10^{-4} \text{ Па} \cdot \text{с}$, т.е. практически при любых значениях константы демпфирования.

Воспользовавшись методами, развитыми ранее в работах [7–0], получим выражение для силы торможения каждой из дислокаций в виде

$$F = b \left\langle \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial X} w \right\rangle = \frac{nb^2}{8\pi^2 m} \int dp_x dp_y \left| p_x \right| \left| \sigma_{xy}(p) \right|^2 \delta(p_x^2 v^2 - \omega_0^2). \quad (6)$$

Символ $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по случайному расположению неподвижных дислокаций в кристалле, n – плотность неподвижных дислокаций, $\delta(p_x^2 v^2 - \omega_0^2)$ – это δ -функция Дирака, отражающая исследуемый механизм диссипации – переход кинетической энергии поступательного движения дислокации в энергию колебаний с частотой ω_0 . Далее $\sigma_{xy}(p)$ – Фурье-образ тензора напряжений, создаваемых неподвижной дислокацией.

После выполнения преобразований получим выражение для силы динамического торможения движущейся дислокации системой неподвижных дислокаций в следующем виде

$$F = \frac{\pi n b^4 \mu^2}{8m\omega_0(1-\gamma)^2 v} \approx n b^2 \mu a \frac{c}{v}. \quad (9)$$

Таким образом, сила торможения дислокации, обусловленная рассматриваемым механизмом, обратно пропорциональна скорости дислокационного скольжения, т.е. такая сила не может обеспечить динамическую устойчивость дислокационного движения – оно может быть устойчивым лишь при наличии квазивязких сил, например, фононного или магنونного происхождения. Наличие силы (9) приводит к появлению критической скорости, ниже которой стационарное движение дислокации невозможно. Величина этой скорости определяется из условия $F = Bv$ и равна

$$v_c = \frac{\mu b^2}{1-\gamma} \sqrt{\frac{\pi n}{8m\omega_0 B}}. \quad (10)$$

Выполним численные оценки силы торможения скользящей дислокации неподвижными дислокациями. Возьмем типичные для металлов значения $\mu = 3 \cdot 10^{10} \text{ Н} \cdot \text{м}^{-2}$, $b \approx 3 \cdot 10^{-10} \text{ м}$. Тогда для значений $n \approx 10^{12} \text{ м}^{-2}$, $v \approx 10^{-2} c \approx 30 \text{ м/с}$, $a \approx 10b \approx 3 \cdot 10^{-9} \text{ м}$ получим значение силы торможения $F \approx 10^{-4} \text{ Н/м}$. Эта сила торможения сравнивается по порядку величины с квазивязкой силой фононного происхождения при значениях константы демпфирования $B \approx 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}$. Для значения $a \approx 100b \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ м}$ получим соответственно $F \approx 10^{-3} \text{ Н/м}$ и $B \approx 10^{-4} \text{ Па} \cdot \text{с}$.

Предложенный механизм торможения может оказывать существенное влияние на характер движения дислокаций при высокоскоростном деформировании.

Список литературы

1. Логинов Б.М., Проскурин А.Н., Вершинин Е.В.// ФТТ. 2002. Т. 44. С. 1799.
1. Шпейзман В.В., Николаев В.И., Смирнов Б.И., Лебедев А.Б.,
2. Ветров В.В., Пульнев С.А., Копылов В.И.// ФТТ. 1998. Т. 40. С.2621.
3. Нацик В.Д., Миненко Е.В.// ФТТ. 1970. Т. 12. С. 2099.
4. Альшиц В.И., Инденбом В.Л.// УФН. 1975. Т. 115. С.1.
5. Гектина И.В., Лаврентьев Ф.Ф., Старцев В.И. // ФММ. 1974. Т.37. С.1275.
6. Косевич А.М. Дислокации в теории упругости. Киев: Наук.Думка, 1978. 220 с.
7. Малащенко В.В.// ЖТФ. 2006. Т. 76. С.127.
8. Малащенко В.В.// ФТТ. 2006. Т. 48. С.433.
9. Малащенко В.В.// ФММ. 2005. Т. 100. С. 103.
10. Malashenko V.V., Sobolev V.L., Khudik B.I.// Phys. Stat. Sol. (b). 1987. V. 143. P. 425.

ВЛИЯНИЕ ДИСЛОКАЦИОННЫХ ПЕТЕЛЬ НА СКОЛЬЖЕНИЕ КРАЕВОЙ ДИСЛОКАЦИИ

Малашенко В. В.

*Донецкий государственный технический университет, Донецк, Украина
Донецкий физико-технический институт им. А.А.Галкина НАН Украины, Донецк,
Украина*

malashenko@kinetic.ac.donetsk.ua

В реальных кристаллах обычно содержится значительное количество дислокационных петель, которые могут образовываться в кристалле, например, при радиационном облучении материалов, отжиге, закалке, а также в процессе пластической деформации кристалла. Взаимодействуя с подвижными дислокациями, они могут оказывать существенное влияние на их скольжение, а, следовательно, и на механические свойства кристаллов. Теоретическому и экспериментальному исследованию дислокационных петель посвящено значительное количество работ [1–3]. Область скоростей движения дислокаций в кристалле, как известно [4], можно разделить на две: область термоактивированного преодоления препятствий и динамическую область, в которой кинетическая энергия дислокационного движения превосходит энергию взаимодействия с локальными препятствиями, а потому движение дислокации может быть описано динамическими уравнениями. Влияние точечных дефектов на скольжение одиночных дислокаций в динамической области исследовалось в работах [1–6].

Целью настоящей работы является исследование скольжения краевой дислокации в упругом поле круговых дислокационных петель с учетом ее взаимодействия с фоновой подсистемой кристалла. Как и в работе [6], учет влияния фоновой подсистемы осуществляется введением квазивязкого члена в уравнение движения дислокации, что означает фактически учет любых механизмов диссипации, характеризующихся квазивязким характером торможения дислокаций, в частности механизмов, основанных на взаимодействии движущейся дислокации с электронами и магнонами.

Рассмотрим равномерное скольжение бесконечной краевой дислокации под действием постоянного внешнего напряжения σ_0 в положительном направлении оси ОХ с постоянной скоростью v . Линия дислокации параллельна оси ОZ, вектор Бюргера параллелен оси ОХ. Плоскость скольжения дислокации совпадает с плоскостью XOZ, а ее положение определяется функцией

$$X(y=0, z, t) = vt + w(y=0, z, t), \quad (1)$$

где функция $w(y=0, z, t)$ является случайной величиной, описывающей колебания элементов краевой дислокации в плоскости скольжения относительно невозмущенной дислокационной линии.

Уравнение движения дислокации имеет следующий вид:

$$m \left\{ \frac{\partial^2 X^2}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 X}{\partial z^2} \right\} = b \left[\sigma_0 + \sigma_{xy}(vt + w; z) \right] - B \frac{\partial X}{\partial t}. \quad (2)$$

Здесь σ_{xy} – компонента тензора напряжений, создаваемых дислокационными петлями на линии дислокации, $\sigma_{xy} = \sum_{i=1}^N \sigma_{xy,i}$, N – число петель в кристалле, b – вектор

Бюргера дислокации, m – масса единицы длины дислокации, B – константа демпфирования, обусловленная фононными, магннными, электронными либо иными механизмами диссипации, характеризующимися линейной зависимостью силы торможения дислокации от скорости ее скольжения, c – скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле.

Исследуемый механизм диссипации здесь, как и в работах [5–8], заключается в необратимом переходе кинетической энергии движущейся дислокации в энергию поперечных колебаний ее элементов относительно невозмущенной дислокационной линии в плоскости скольжения. При вычислении силы торможения дислокации, обусловленной ее взаимодействием с дислокационными петлями, мы можем пренебречь влиянием фононных механизмов диссипации на величину этой силы в меру малости безразмерного параметра $\alpha = \beta \lambda v / c^2$ (λ – параметр обрезания, $\lambda \approx b$, $\beta = B / m$), что, согласно оценкам [6], реализуется в подавляющем большинстве случаев.

Выражение для тензора деформации круговой дислокационной петли имеет довольно сложный вид и выражается через эллиптические интегралы, поэтому аналитическое исследование динамического взаимодействия петель с дислокациями в общем случае является довольно сложной задачей. Задача существенно упрощается, когда расстояние между центром петли и дислокацией значительно превышает радиус петли R . В этом случае тензор деформаций, создаваемых круговой дислокационной петлей, может быть выражен через элементарные функции.

Пусть одинаковые круговые дислокационные петли радиуса R расположены случайным образом в плоскости $y = a$, параллельной плоскости скольжения краевой дислокации, причем расстояние между плоскостями значительно превышает их радиус, т.е. $a \gg R$. Векторы Бюргера всех петель будем также считать одинаковыми, равными b_0 и параллельными оси ОУ. Таким образом, рассматриваемые нами дислокационные петли являются призматическими. Воспользовавшись методами, развитыми в работах [5-8], получим выражение для силы торможения краевой дислокации круговыми дислокационными петлями

$$F_{\perp} = \left(\frac{\lambda + \mu}{\lambda + 2\mu} \right)^2 \frac{n \mu b_0^2 R^4 c}{256 \pi a^3 v}, \quad (3)$$

Рассмотрим теперь петли скольжения, векторы Бюргера которых параллельны оси ОХ. Вычисления показывают, что и в этом случае сила торможения определяется выражением (3). Ситуация существенно изменяется при исследовании петель скольжения, векторы Бюргера которых параллельны оси ОZ, т.е. параллельны линии дислокации. В этом случае сила торможения оказывается линейной функцией скорости скольжения краевой дислокации

$$F_{\parallel} = \left(\frac{(\lambda + \mu)(3\lambda + 4\mu)}{(\lambda + 2\mu)^2} + 1 \right) \frac{n \mu b_0^2 R^4 v}{256 \pi a^3 c} \quad (4)$$

Таким образом, сила торможения скользящей краевой дислокации круговыми дислокационными петлями прямо пропорциональна концентрации петель и обратно пропорциональна третьей степени расстояния между плоскостью скольжения дислокации и плоскостью, содержащей петли, независимо от типа петель и ориентации их

вектора Бюргерса относительно движущейся дислокации. Что же касается скоростной зависимости силы торможения, то она определяется не типом петли (призматическая или петля скольжения), а взаимным расположением линии движущейся дислокации и вектора Бюргерса дислокационной петли: если вектор Бюргерса перпендикулярен линии дислокации, сила торможения обратно пропорциональна скорости скольжения, если параллелен – линейно возрастает с ростом скорости, причем в этом случае эффективность торможения значительно снижается

$$\frac{F_{\parallel}}{F_{\perp}} = K \frac{v^2}{c^2} \quad (5)$$

Здесь K – безразмерный коэффициент порядка единицы, зависящий от упругих модулей кристалла. Сила торможения вычислялась для дозвуковых скоростей ($v \ll c$). Исследовано также взаимодействие движущейся краевой дислокации с круговыми петлями, расположенными в эквидистантных плоскостях, а также хаотически распределенных по всему объему кристалла. Во всех рассмотренных случаях сила торможения пропорциональна концентрации дислокационных петель, а также имеет место ориентационный эффект, описываемый соотношением (5).

Список литературы

1. Косевич А.М. Дислокации в теории упругости. Киев: Наук. думка, 1978. 220 с.
2. Хирт Д., Лоте И. Теория дислокаций. Наука, М. (1972). 599 с.
3. Колесникова А.Л., Романов А.Е. // ФТТ. 2003. Т. 45. С. 1626.
4. Альшиц В.И., Инденбом В.Л.// УФН. 1975. Т. 115. С.1.
5. Малашенко В.В.// ЖТФ. 2006. Т. 76. С.127.
6. Малашенко В.В.// ФТТ. 2006. Т. 48. С.433.
7. Malashenko V.V., Sobolev V.L., Khudik B.I.// Phys. Stat. Sol. (b). 1987. V. 143. P. 425.
8. Малашенко В.В.// ФТТ. 1997. Т. 39. С.493.

О ДЕФОРМАТИВНЫХ И ПРОЧНОСТНЫХ СВОЙСТВАХ СВЕРХВЫСОКОМОЛЕКУЛЯРНЫХ ПОЛИЭТИЛЕНОВ ВЫСОКОЙ ПРОЧНОСТИ

Темнов О. В., Федоровский Г. Д.

*НИИ математики и механики СПбГУ, Санкт-Петербург,
g.fed@pobox.spbu.ru*

1. Введение

Все последние годы необычайно актуальной остается проблема создания высокопрочных материалов из гибкоцепных полимеров, в качестве которых широко используют полиолефины. Многообразие способов их переработки дает возможность, варьируя технологические условия производства, получать материалы с различными физико-механическими свойствами. В ряду важнейших показателей полиолефинов, влияющих на весь спектр свойств, является молекулярная масса M . Если два десятилетия назад значения $M = 1.0 \div 1.5 \cdot 10^6$ г/моль считались предельными [1, 2], то сейчас получают сверхвысокомолекулярные материалы с показателями молекулярной массы, на порядок более высокими. Как показывает опыт, материалы с такими характеристиками обладают и более высокими эксплуатационными свойствами, в том

числе и механическими. При этом возникает естественный вопрос: каковы конкретные закономерности этой зависимости. Решению одного из этих вопросов посвящена настоящая работа: изучается влияние показателя молекулярной массы свехвысокомолекулярного полиэтилена (СВМПЭ) на его деформационные и прочностные свойства.

2. Образцы и методика экспериментального исследования

Образцы – двойные плоские лопатки – для проведения испытаний при растяжении были изготовлены вырубкой из пластин СВМПЭ с различной молекулярной массой от $1,4 \cdot 10^6$ до $9,8 \cdot 10^6$ г/моль, полученных путем горячего прессования из порошкового сырья заготовок-цилиндров при температуре порядка 180°C , с последующим быстрым прессованием в холодном прессе до формы плоских пластин порядка 2–3 мм. Образцы имели общую длину 35 мм, толщину, преимущественно, 2,5 мм, длину рабочей части 13 мм, ширину последней 2 мм. Разброс поперечных размеров в зоне рабочей части образцов в отдельных случаях достигал 10 %.

Испытания на растяжение образцов выполнены на 50 кгс разрывной машине РМУ-0,05-1 со стандартной для полимеров исследуемого вида скоростью перемещения подвижного захвата 50 мм/мин. Основными регистрируемыми параметрами являлись а) диаграмма растяжения вплоть до разрыва образцов; б) остаточная продольная деформация; в) остаточная поперечная деформация в направлении ширины образца; и г) остаточная поперечная деформация по толщине образца (поскольку материал СВМПЭ при данной технологии изготовления обладает существенной анизотропией в плоскости образца и в поперечном направлении). Производилось по 3–5 параллельных испытаний для каждой партии материала с данной молекулярной массой, с последующей обработкой и осреднением полученных результатов. Путем визуального наблюдения, применения микроскопа и компьютерного сканирования высокого разрешения оценивался вид образцов до проведения испытания, в его процессе и после него. Изучены поверхности разрушения.

3. Основные результаты исследования

На рисунке приведены диаграммы растяжения СВМПЭ $\sigma - \varepsilon$ (напряжение-деформация) с различной молекулярной массой M , полученные путем индивидуальной обработки диаграмм растяжения $P - \Delta l$ (приложенное к образцу усилие – приращение его длины) при испытании, а также усреднения для каждой серии испытаний величин для характерных точек диаграмм a , b , c , d и e после обработки: пределов упругости σ_y и ε_y (точка a); пределов вынужденной эластичности σ_{ε_3} и $\varepsilon_{\varepsilon_3}$ (b), пределов начала σ_c и ε_c (c) и конца σ_d и ε_d (d) участка упрочнения cd , как и пределов разрушения (разрыва; обозначено крестиками) σ_p и ε_p (e); - с последующим сглаживанием зависимостей перечисленных пределов от величины молекулярной массы.

На рисунке точками a , b , c , d и e обозначены соответствующие пределы структурных переходов только для СВМПЭ с $M = 2 \cdot 10^6$ г/моль (сплошная линия). Для полимеров с другими молекулярными массами точки переходов не указаны. $\varepsilon = \Delta l / l_0$ – относительная деформация, где l_0 – начальная длина рабочей части образца, Δl ее приращение при испытании. $\sigma = P / F_0$ – условное напряжение (здесь P – приложенное к образцу усилие, а F_0 – начальная площадь поперечного сечения рабочей части образца).

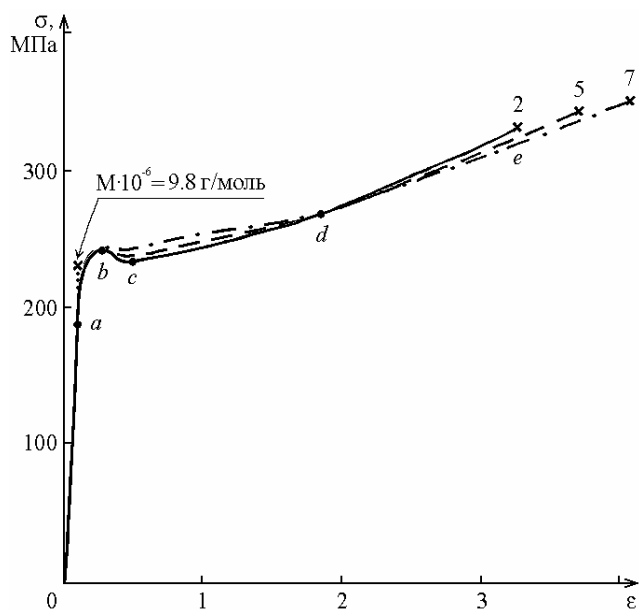


Рис. Диаграммы растяжения σ - ε СВМПЭ при различных молекулярных массах: $M = 2 \cdot 10^6$, $5 \cdot 10^6$, $7 \cdot 10^6$ и $9.8 \cdot 10^6$ г/моль (сплошная линия, пунктир, штрих-пунктир и точечная)

В целом, характер диаграмм растяжения для СВМПЭ с различной молекулярной массой подобен, за исключением несколько разного вида (от вогнутой до несколько выпуклой формы) участка упрочнения cd и случая достижения величины молекулярной массы критического значения $9.8 \cdot 10^6$ г/моль, когда разрушение наступает еще до достижения пика вынужденной эластичности b . Имеется участок упругости $0a$, явный или сглаженный участок (пик) вынужденной эластичности abc , участок упрочнения cd и участок предразрушения (накопления повреждений) de . Ряд характеристик этих участков зависит от молекулярной массы.

Необходимо отметить, что на участке $0abcd$ с ростом M наблюдается возрастание величины σ (σ_y , σ_{ε_3} , σ_c), а, затем, на участке de величина σ (σ_p) снижается. Это

можно объяснить тем, что на первом участке, где структурные изменения (переходы на диаграмме) происходят преимущественно за счет релаксационных процессов (вынужденной эластичности), СВМПЭ с более высокой молекулярной массой (большим модулем упругости) обладают меньшей релаксацией, а на втором участке из-за меньшей эластичности структуры полимеров с большей M происходит более резкое разрыхление, расслоение и деградация материала, особенно у СВМПЭ с критической молекулярной массой $9.8 \cdot 10^6$ г/моль. В отличие от характеристик напряжения, на первом участке пределы переходов по деформации: ε_y , $\varepsilon_{\varepsilon_3}$, ε_c и ε_d для полимеров с различной M , за исключением критической, отличаются мало.

По диаграммам видно, что самым оптимальным для эксплуатации материалом является СВМПЭ с наибольшей, но не критической, молекулярной массой $7 \cdot 10^6$ г/моль, т.к. он обладает наибольшей механической стойкостью по деформации и напряжению. У этого материала энергия разрушения, соответствующая площади диаграммы, самая высокая. Самая маленькая у материала с критической массой.

Деформирование и разрушение СВМПЭ происходит без образования шеек. Сравнение фрактограмм разрушения с установленными количественными характеристиками механического поведения образцов приводит к выводу о переходе от вязкого разрушения при разрушении расслоением, а затем и к хрупкому по мере роста молекулярной массы. Первый тип разрушения соответствует СВМПЭ приблизительно с $M \leq 5 \cdot 10^6$ г/моль, что характеризуется наличием выраженного пика вынужденной эластичности и вогнутой формы участка упрочнения cd на диаграмме σ - ε . Второй – значению $M \sim 7 \cdot 10^6$, т.е. с менее заметным пиком вынужденной эластичности и со слегка выпуклым участком упрочнения на диаграмме. А третий – СВМПЭ с критической массой $9.8 \cdot 10^6$, характеризуемый короткой диаграммой, на которой отсутствует пик вынужденной эластичности и остальные участки. Этим ти-

пам разрушения соответствуют полимеры с модулями упругости E равными 1600÷1900, 2100 и 2300 МПа.

Поперечный размер большинства образцов после разрушения, кроме партии с критической молекулярной массой, в направлении ширины примерно вдвое меньше, чем в направлении толщины. Это подтверждает значительную ортотропную анизотропию пластин, из которых вырубались образцы.

Следует отметить существенно меньшее, на 40 %, значение величины остаточной деформации $\varepsilon_{ост}$ по сравнению со значением величины деформации разрыва ε_p , констатирующее существенный возврат деформации после разгрузки (разрушения), подтверждающее значительные вязкоупругие свойства СВМПЭ даже при предельной деформации. Остаточная площадь поперечного сечения F образцов по сравнению с начальной F_0 была меньше до 4 раз. Следовательно, истинные напряжения разрушения $\sigma_p^{ист} = P/F$ значительно выше, чем условные $\sigma_p = P/F_0$.

Список литературы

1. Научные и технологические основы получения высокопрочных материалов из гибкоцепных полимеров. Л.: НПО «Пластполимер», 1982. – 126 с.
2. Сверхвысокомодульные полимеры. Л.: Химия, 1983. - 272 с.

ДЕФОРМАЦИОННОЕ ПОВЕДЕНИЕ СПИРАЛИ ИЗ СПЛАВА CuZnAl ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУР МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

Вьюненко Ю. Н., Затульский Г. З.*

*С.-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург,
Национальный технический университет Украины, Киев, Украина*

Перспективность использования спиралей из материалов с эффектом памяти формы (ЭПФ) в специальных приводах и устройствах хорошо освещена в [1]. Преимуществом конструкций такого типа является возможность достижения больших перемещений при переходе интервала температур фазовой перестройки кристаллической решетки. Это было подтверждено и при исследовании спиралей из сплава Cu–Zn18–Al7, в изготовлении которых была использована проволока сечением $\approx 10 \text{ мм}^2$. Высота образцов h с плотно прилегающими витками составляла 42–48 мм. Внешний диаметр спирали равнялся 18 - 22 мм. Наблюдали за изменением высоты h и поворотом верхнего витка спирали относительно основания (рис.1). Нагрев от комнатной температуры до 400 К проводили в термостате. При переводе свободного образца из низкотемпературного состояния в высокотемпературное было зафиксировано изменение его высоты примерно на 150%. Одновременно с монотонным изменением высоты спирали отмечено и ее закручивание. Поворот верхнего витка относительно основания достигал $20^\circ - 35^\circ$. В работах [2, 3] было показано, что существуют факторы, сильно влияющие на условия, характер и степень деформационных процессов ЭПФ. В первую очередь, большое влияние на условия формовосстановления оказывает термоциклирование. Особенно сильно различаются температурные интервалы развития деформационных процессов

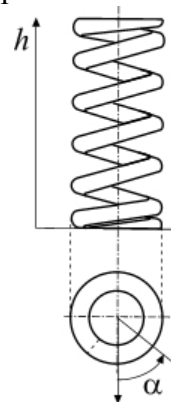


Рис.1.
Спиральный образец.

в первых двух термоциклах (рис.2). Основные изменения высоты спирали при первом нагреве зафиксированы в интервале 373 – 383 К. После частичного восстановления первоначальной формы при охлаждении (78 мм вместо начальных 53 мм) рост высоты h при повторном нагреве отмечали в интервале 343 – 353 К. Дальнейшее термоциклирование смещало температурный интервал формоизменения спирали в меньшей степени. Однако после 5–6 термоциклов изменение геометрических характеристик спирали во время нагрева может проходить при температурах 318–328 К. Таким образом, как и в случае со сплавом TiNi [4], силовые элементы из алюминиевых бронз для стабилизации условий проявления ЭПФ требуют термоциклирования.

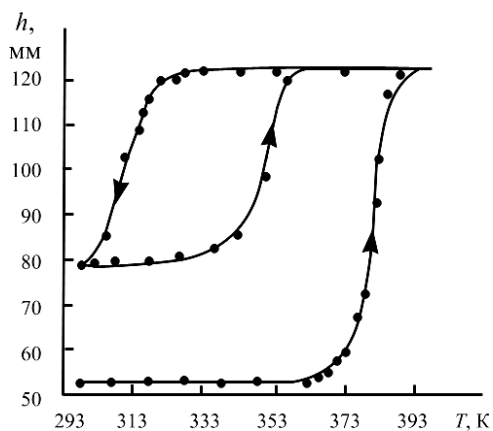


Рис. 2. Проявление ЭПФ в первом и втором термоциклах.

спирали по часовой стрелке (рис.4, кривая 2), т.е. в отличие от ненагруженного образца (рис.4, кривая 1), когда наблюдали вращение против часовой стрелки (закручивание спирали).

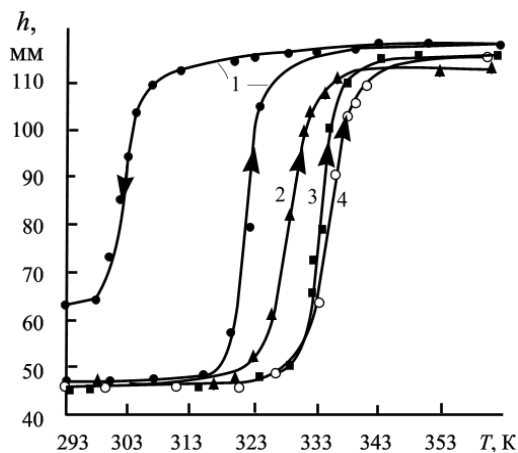


Рис.3. Изменение высоты спирали в результате ЭПФ в условиях действия сжимающей нагрузки.

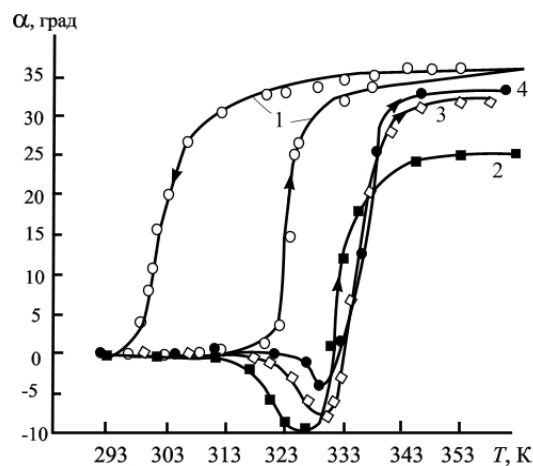


Рис.4. Зависимость вращения спирали от величины сжимающей нагрузки.

Затем, с началом роста высоты спирали h , вращение изменяло направление. Углы поворота зависят от приложенных нагрузок. С увеличением нагрузки первая стадия поворота, как отмечено в [2,3], уменьшается. Объяснить сложное вращательное движение в спиральных образцах можно наличием двух деформационных процессов, связанных с перестройкой кристаллической структуры. Один из процессов обусловлен структурой материала и абсолютно доминирует в условиях проявления ЭПФ в нагреваемом свободном образце. Противоположный деформационный процесс обусловлен приложенной внешней нагрузкой. Однако в этом случае с ростом приложенных внешних усилий эффект раскручивания должен усиливаться, и воз-

можно появление противоположного процесса в изменении высоты. Этого не было обнаружено в работах [2, 3]. Анализ проведенных экспериментов показал, что проведение термоциклов с нарастающей внешней нагрузкой должно было привести к изложенным выше результатам. Дело в том, что витки спирали при термоциклировании под нагрузкой плотно складывались при охлаждении и реализации процесса пластичности превращения. Нарастивание усилия в последующем термоцикле приводило к усилению силы трения между витками, и это уменьшало угол поворота при раскручивании.

Для того чтобы исключить влияние фактора трения, в новой серии экспериментов термоциклирование спиралей под воздействием сжимающей нагрузки чередовалось с термоциклированием образца в свободном состоянии. Спираль многократно термоциклировали в интервале температур от комнатной до 388 К. После очередного термоцикла высота спирали h при комнатной температуре составила 67 мм. Приложение нагрузки 7,94 Н уменьшило h на 2 мм. На рис.5,а показана температурная зависимость угла поворота α и высоты спирали h . Начало изменения α и h в этом опыте зафиксированы одновременно. Вращение верхнего витка спирали по часовой стрелке наблюдали в процессе роста высоты. После поворота на 6° направление вращения меняется. Минимум на кривой $\alpha(T)$ зафиксирован при температуре 319 К во время нагрева и при 304 К во время охлаждения. При комнатной температуре после термоцикла под нагрузкой высота образца стала равной 51 мм и не изменилась после снятия груза.

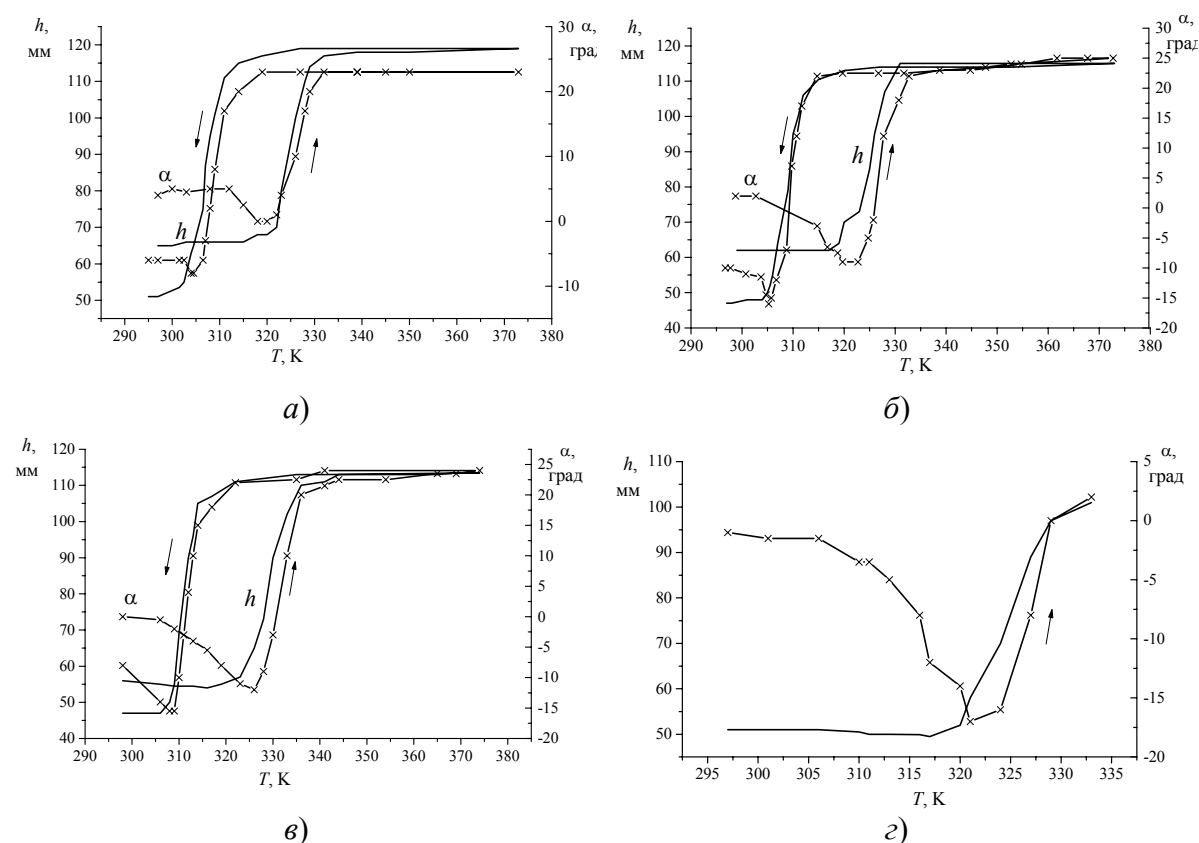


Рис. 5. Поведение спирали в условиях действия сжимающих усилий 7,94 (а), 15,38 (б), 23,82 (в) и 29,40 Н (г)

После нагрева и охлаждения спирали в свободном состоянии при комнатной температуре h возрастает до 75 мм. Приложенное усилие 15,88 Н доводит высоту до 62 мм.

На рис.5, б показано, как изменяются контролируемые параметры в очередном термоцикле под нагрузкой. Изменение α начинается значительно раньше изменений h . Резко возрастает угол раскручивания ($\sim 11^\circ$) с вращением по часовой стрелке. Минимум на кривой $\alpha(T)$ фиксируем при примерно 321 К во время нагрева и 306 К при охлаждении. В высокотемпературном состоянии h спирали уменьшилась со 118 мм (с нагрузкой 7,94 Н) до 115 мм. А при комнатной температуре она стала равной 47 мм. При разгрузке спирали h увеличилась до 49 мм.

После очередного термоцикла образца в свободном состоянии высота при комнатной температуре равнялась 73 мм. Приложенное усилие 23,82 Н доводит высоту h до 56 мм. На рис. 5,в показаны температурные зависимости h и α при нагреве и охлаждении с указанной нагрузкой. В начале нагрева отмечается некоторое уменьшение высоты. Максимальный поворот на стадии раскручивания достигает 12 градусов при температуре 325 К. В высокотемпературном состоянии $h = 113$ мм. А во время охлаждения минимальное значение на кривой $\alpha(T)$ фиксируется при температуре 308 К. После охлаждения высота спирали не меняется при разгрузке, оставаясь равной 47 мм.

На рис.5,г показано, как менялись с ростом температуры h и $\alpha(T)$ до момента разрушения. Нагружение (29, 40 Н) при комнатной температуре спирали сократило ее высоту с 71 мм до 51 мм. На начальной стадии нагрева отмечено небольшое уменьшение h на 1,5 мм и значительный поворот в направлении раскручивания – 16° . Начиная с 317 К начинает возрастать высота образца, а с 322 К спираль начинает закручиваться, что несколько раньше по температуре по сравнению с нагрузкой 23,82 Н. Однако при температуре 333 К произошло разрушение спирали.

Полученные результаты показывают, что понижение угла раскручивания спирали с ростом сжимающих усилий в работах [2, 3] – следствие действия сил трения между соприкасающимися витками спирали. Приложенная нагрузка, по-видимому, стимулирует деформационные процессы в области температур превращения, противоположные на направлению структурно обусловленным явлениям. Это меняет монотонное изменение h и α с изменением T свободного спирального образца на более сложную зависимость. Присутствие внешних сжимающих сил в какой-то степени ориентирует развитие превращения, однако роль структурного фактора преобладает в организации деформационных процессов в температурном интервале мартенситных превращений.

Список литературы

1. Материалы с эффектом памяти формы: Справ. изд./ под ред. Лихачева В. А. – Санкт-Петербург. НИИХ СПбГУ, 1998, Т.4.
2. Ю. Н. Выюненко, Г. З. Затульский, В. Н. Комиссаров, А. А. Куликов, Ю. В. Солдатова. Эффект памяти формы в спиральных образцах сплава CuZnAl // Вестник ТГУ, Т. 5, Вып. 2-3, 2000, с. 281-282.
3. Ю. Н. Выюненко, Г. З. Затульский, А. А. Куликов, Ю. В. Солдатова. Исследование силовых спиральных ЭПФ-элементов из сплава CuZnAl // Науч. труды IV Междунар. семинара «Современные проблемы прочности» им. В. А. Лихачева. Великий Новгород, 2000, Т.2. С.142-147
4. Хусаинов М. А., Ефремов С. А. Исследование функциональных свойств спирали с памятью формы при наличии пружины смещения. // Науч. труды IV Междунар. семинара «Современные проблемы прочности» им. В. А. Лихачева. Великий Новгород, 2000, Т.2. С. 249-251

ВЛИЯНИЕ ДЕФЕКТНОСТИ СТРУКТУРЫ НА ПРОЧНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕКСТИЛЬНЫХ НИТЕЙ

Иваненков Д. А., Кузнецов А. А.

*УО «Витебский государственный технологический университет»,
Витебск, Республика Беларусь*

Поскольку текстильные материалы при переработке деформируются на отрезках различной длины, то прогнозирование значений показателей механических свойств при изменении исследуемой длины образца нити является весьма актуальной задачей. В частности, длина нитей основы в заправке большинства типов ткацких станков, подвергаясь многоцикловым деформациям растяжения, превышает рекомендуемую зажимную длину при испытании в 2,5–4 раза. Анализ литературных источников и экспериментальных данных показал, что с увеличением зажимной длины L значение разрывной нагрузки и разрывного удлинения уменьшается – данная зависимость получила название масштабного эффекта прочностных характеристик.

Методы оценки масштабного эффекта требуют значительных временных затрат на проведение испытаний по определению используемых постоянных эмпирических коэффициентов и не обладают возможностью прогнозировать значения показателей, характеризующих масштабный эффект прочностных характеристик текстильных материалов в различных условиях эксплуатации.

С целью исключения вышеизложенных недостатков авторами предлагается научно-обоснованная методика оценки и прогнозирования зависимости разрывного удлинения текстильных нитей от зажимной длины образца по результатам кратковременных испытаний, основанная на методе имитационного моделирования.

Построение имитационной модели осуществлялось на основе гипотезы “слабого звена”. Предполагалось, что каждый образец нити можно представить как некоторую цепь, состоящую из последовательно соединенных участков разной длины и относительного разрывного удлинения. Испытание на разрыв нити осуществлялось на основе имитационной модели в соответствии со следующим алгоритмом. Для каждого образца генератор случайных чисел, по задаваемому закону распределения, генерирует значение n_j , соответствующее количеству участков в нити, которое округляется до ближайшего целого числа. Затем, в соответствии с принятыми параметрами законов распределения для каждого участка генерируются значения разрывного удлинения, из которых выбирается наименьшее. Данное значение считается разрывным удлинением образца.

Установлено, что при увеличении числа участков среднее значение разрывного удлинения и его среднее квадратическое отклонение закономерно уменьшаются. Это объясняется тем, что при увеличении числа участков увеличивается вероятность появления элемента нити с наименьшим по абсолютной величине относительным разрывным удлинением (дефектом структуры).

Анализ типовых кривых изменения разрывного удлинения в зависимости от длины для нитей различного сырьевого состава позволил предложить математическую модель, описывающую данный процесс, параметры которой имеют строгий физический смысл. На основе данной модели разработана методика оценки показателей неравномерности разрывного удлинения текстильных нитей по длине по результатам кратковременного эксперимента.

ВЛИЯНИЕ ГЕТЕРОГЕННОСТИ СТРУКТУРЫ НА УСТАЛОСТНЫЕ СВОЙСТВА ТЕКСТИЛЬНЫХ НИТЕЙ

Иваненков Д. А., Кузнецов А. А.

*УО «Витебский государственный технологический университет»,
Витебск, Республика Беларусь*

Данные исследования проводились на основе предложенной имитационной модели усталостного разрушения текстильной нити при испытании на многократное растяжение[1]. Анализ результатов имитационного моделирования процесса испытания на многократное растяжение текстильных нитей позволил установить, что кривые распределения выносливости обладают резкой левой асимметрией, Вариация показателей механических свойств текстильной нити приводит к закономерному снижению среднего значения выносливости. Наиболее значимым свойством нити, нестабильность по которому оказывает существенное влияние на среднее значение выносливости, является вариация по относительному разрывному удлинению C_{ϵ_r} , увеличение степени гетерогенности данного свойства приводит также к закономерному увеличению коэффициента вариации по выносливости C_{n_r} , уменьшению медианы и размаха функции распределения выносливости. При увеличении коэффициента вариации относительного разрывного удлинения свыше 10–12 % существенного изменения выносливости не происходит. Увеличение степени гетерогенности относительного разрывного удлинения приводит к изменению закона распределения выносливости.

На основании применения критерия Пирсона установлено, что при значениях коэффициента вариации относительного разрывного удлинения меньших 12% закон распределения значений выносливости соответствует закону распределения Вейбулла. При дальнейшем увеличении степени указанной гетерогенности функция распределения значений выносливости соответствует функции логарифмически-нормального распределения.

Подводя итоги работы можно отметить, что в результате проведенных исследований разработаны алгоритмы статической имитации многоциклового испытания на растяжение и установлены закономерности влияния, с разработкой соответствующих моделей прогноза, гетерогенности показателей механических свойств на выносливость текстильных нитей

Исследования подтвердили высокую эффективность имитационного моделирования как метода исследования механических свойств текстильных материалов при испытаниях на многократное растяжение.

Список литературы

1. А.А. Кузнецов, Д.А. Иваненков. Исследование усталостных свойств текстильных нитей методами имитационного моделирования испытания на многократное растяжение // Материалы XLIII Междунар. семинара “Актуальные проблемы прочности”, 27 сент. – 1 окт. 2004 г.: в 2-х ч. / ВГТУ. – Витебск, 2004. – ч.1. – С.298–302.

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ РАБОТОСПОСОБНОСТИ ТЕКСТИЛЬНЫХ НИТЕЙ ПРИ МНОГОЦИКЛОВЫХ ДЕФОРМАЦИЯХ РАСТЯЖЕНИЯ

Иваненков Д. А., Кузнецов А. А.

*УО «Витебский государственный технологический университет»,
Витебск, Республика Беларусь*

При длительном воздействии небольших по величине растягивающих усилий постепенно изменяется структура текстильных нитей, их свойства, то есть они "устают" и, в конечном счете, разрушаются. Вследствие этого, изучение усталостных характеристик, полученных в условиях многократного растяжения текстильных материалов, представляет интерес для большого числа исследователей. Однако проведение усталостных испытаний сопровождается значительными временными затратами.

Для оценки усталостных свойств текстильных нитей авторами предложено использовать параметрический подход, который заключается в том, что вместо данных о разрушении текстильной нити при многоцикловом испытании проводятся кратковременные эксперименты с наблюдением за изменением контролируемого параметра. И по результатам кратковременных экспериментов осуществляется прогноз минимального числа циклов которое может выдержать нить не разрушаясь с заданной долей вероятности. В качестве контролируемого параметра выбрана величина остаточной циклической деформации.

При разработке имитационной модели усталостного разрушения текстильных нитей при испытании на многократное растяжение была выдвинута гипотеза о том, что разрушение нити происходит при достижении остаточной циклической деформации некоторого критического значения, в предположении относительного разрывного удлинения. Данное предположение нашло подтверждение в результате комплекса экспериментальных исследований для текстильных нитей различного сырьевого состава.

Разработанная имитационная модель процесса усталостного разрушения текстильных нитей при испытании на многократное растяжение позволяет на основе кратковременного эксперимента по определению параметров модели произвести оценку их усталостных свойств с учётом вариации данных показателей. А также произвести исследование влияния законов распределения и неравномерности механических свойств, определяемых параметрами модели, на показатели усталостных свойств текстильных нитей.

В результате имитационного моделирования многоциклового испытания на многократное растяжение осуществлён прогноз выносливости для нитей различного сырьевого состава. Установлено, что ошибка оценки показателя выносливости методами математического моделирования не превышает 8%.

Применение метода имитационного моделирования многоцикловых нагрузок позволяет снизить временные затраты при оценке показателей усталостных свойств, а также провести комплекс аналитических исследований влияния вариации показателей механических свойств на выносливость текстильных нитей.

О САМОПОДОБИИ СТРУКТУР ДЕФОРМИРОВАННЫХ МЕТАЛЛОВ

Завдоев А. В., Бейгельзимер Я. Е., Эфрос Б. М.

ДонФТИ НАНУ, Донецк, Украина
zavdoveev1@mail.ru

Известно, что интенсивные пластические деформации (ИПД) позволяют получать материалы с субмикро- и наноструктурами [1, 2], обладающими принципиально новым комплексом свойств. Однако физические принципы создания таких материалов раскрыты не полностью. По этой причине актуально исследовать эволюцию структуры материалов в процессах ИПД.

В материаловедении последнее время активно применяется фрактальный анализ и мультифрактальная параметризация [3–5, 6]. Это объясняется тем, что структуры деформированных металлов представляют собой самоподобное множество, в котором структурными элементами являются зерна, а границы этих зерен образуют сеть. Такую сеть можно интерпретировать как фрактальное отображение структуры. Как известно [7, 8], такое изображение характеризуется фрактальной или так называемой Хаусдорфовой размерностью, которая является важной количественной характеристикой исследуемых объектов.

Основная гипотеза данной работы состоит в том, что эволюция структуры металлов происходит самоподобным образом, образуя фрактальные структуры [9, 10], что существенно упрощает описание структур.

Если допустить, что последовательные множества высокоугловых границ, являются предфракталами одного и того же фрактала, то получится следующая оценка для площади данного множества в единице объема материала: $S \sim d^{\nu}$, где d – характерный размер фрагмента, $\nu = D - 1$, а D – фрактальная размерность множества линий на плоскости пересекающей высокоугловые границы. Величина D лежит в пределах $1 < D < 2$. Если размеры элементов предфракталов распределены в широком диапазоне, то размерность фрактала существенно отличается от 2. Если же размеры элементов приблизительно одинаковы, то размерность фрактала приближается к 2. Согласно [9], на автомобильной стадии фрагментации $\nu = const$, величина которой лежит между 0 и 1, а на заключительной стадии, когда размеры фрагментов приближаются к минимальному, $\nu \rightarrow 1$.

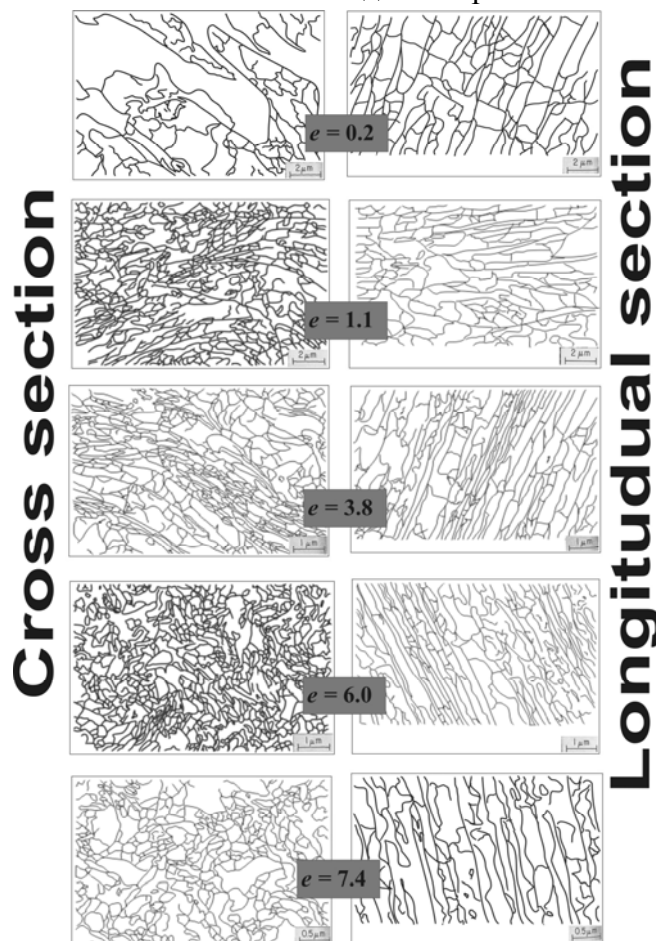


Рис.1. Аппроксимация микроструктур проволоки армко-железа, подвергнутой волочению без промежуточных отжигов.

В основе метода фрактального анализа лежит теория самоподобных множеств [11]. Они могут быть получены путем преобразования исходных (полутоновых) изображений структур в их черно-белые (бинарные) отображения. Эта процедура осу-

ществлялась с помощью специализированных программ Adobe Photoshop 7.0, Corel Draw 11, ImageTool 2.0. В данной работе изображения были получены путем оцифровки снимков микроструктур с помощью сканера и дальнейшим преобразованием в бинарный вид.

Известно, что при визуальном совпадении изображений считается, что результаты измерений на черно-белых аппроксимированных отображениях характеризуют наблюдаемые объекты реальных структур [12].

В качестве исследуемых объектов были взяты микроструктуры железа (рис.1.), которые были деформированы различными методами и на различные степени деформации [13, 14].

Для подсчета фрактальной размерности был выбран так называемый “Box counting method”, который иллюстрирует основную идею, более подробно она изложена в [16]. На основе этого метода работает программа HarFA 4.0, разработанная Institute of Physical and Applied Chemistry, Technical University of Brno in Czech Republic. Данный программный продукт протестирован на регулярных фракталах, например ковер Серпинского ($D = 1,726$). Более подробное описание данной программы можно найти в [17].

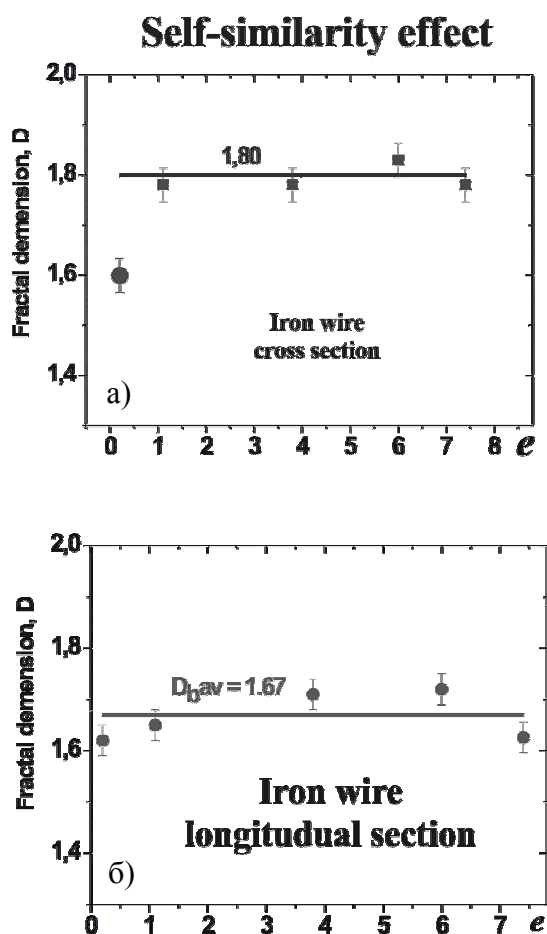


Рис. 2. Изменение фрактальной размерности аппроксимированных структур проволоки армко-железа от деформации.

Результаты анализа аппроксимированных структур проволоки армко-железа показали, что фрактальная размерность сети границ зерен при малых степенях деформаций ($\epsilon < 1$) составляет 1,6. С дальнейшим ростом деформации она возрастает до 1,8 и держится на данном уровне (рис.2,а). Этот факт, по предположению авторов свидетельствует о самоподобном развитии сети границ фрагментов. В продольном сечении наблюдается аналогичная ситуация, но фрактальная размерность несколько ниже, что обуславливается особенностями структуры материала в продольном сечении (рис.1.). Тем не менее, сохраняется постоянство фрактальной размерности, что, в свою очередь, является фактом самоподобного развития микроструктуры с ростом деформации. Также, по мнению авторов, такое различие фрактальных размерностей в продольном и поперечном сечениях обусловлено особенностями механизма деформации волочением. Итак, подводя итог вышесказанному, можно сделать следующие выводы.

В данной работе экспериментально подтверждена самоподобная стадия фрагментации металла. Показано, что в широком интервале деформаций фрактальная размерность остается постоянной, что свидетельствует о самоподобии эволюции структуры при интенсивной пластической деформации. Фрактальная размерность структур является важной количественной характеристикой

деформированного металла и безусловно требует дальнейшего изучения. Представляется интересным сопоставление фрактальной размерности с показателем степени в законе Хола–Петча.

Список литературы

1. Valiev R.Z., Islamgaliev I.V., Alexandrov I.V. Bulk nanostructured materials processed by severe plastic deformation// Progr. Mater. Sci., 45, (2000), 103.
2. Ultrafine Grained Materials II; Ed. By Y.T. Zhu, T.G. Langdon, R.S. Mishra, S.L. Semiatin, M.J. Saran, T.C. Lowe. TMS (The Minerals, Metals & Materials Society).– 2002.– 684 p.
3. Иванова В.М., Баланкин А.С., Бунин И.Ж., Оксогоев А.А. Сенергетика и фракталы в материаловедении. М.: Наука, 1994. 383с.
4. Колмаков А.Г., Встовский Г.В., Масляев С.А. Пименов В.Н. // Перспективные материалы 1999. Т.4 с. 5-13.
5. Попова И.А., Саврасова Н.А., Домашевская Э.П. // Конденсированные среды и межфазные границы. 2000. Т. № 4 С. 295-298.
6. Встовский Г.В., Колмаков А.Г., Бунин И.Ж. Введение в мультифрактальную параметризацию структур материалов. М.; Ижевск, 2001. 116с.
7. Mandelbrot B. The fractal geometry of nature. W.H.Freeman and Company, New York, 1983.- 468 p.
8. Федер Е. Фракталы М.: Мир, 1991, 257с.
9. Винтовая экструзия – процесс накопления деформаций / Я.Е.Бейгельзимер, В.Н.Варюхин, Д.В.Орлов и др. – Донецк. – Фирма ТЕАН. – 2003. – 86 с.
10. Beygelzimer Y. Grain refinement versus voids accumulation during severe plastic deformation of polycrystal: Mathematical simulation // Mech. Mater. 2005. V.37. p.753-767.
11. Божокин С.В., Паршин Д.А. Фракталы и мультифракталы. Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001.-126 с.
12. Чернявский К.С. Стереология в материаловедении. -М.: Metallurgia, 1977.- 279 с.
13. Langford G., Cohen M. Starin Hardening of Iron by Severe Plastic Deformation// Transaction of the ASM.-V.62.-p.623-638.
14. Langford G. A Study of the Deformation of Patented Steel Wire// Metallurgical Transactions.- V.1, February 1970.- 465-477
15. O. Zemeskal et al./ HarFA- Harmonic and Fractal Image Analysis (2001) pp.3-5
16. L.Kubik. / HarFA- Harmonic and Fractal Image Analysis (2005) pp.83-86

УДК 539.213.32

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ДЕФОРМАЦИОННОЙ СПОСОБНОСТИ СОСТАРЕННОГО МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СТЕКЛА $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$

Ляхов С. А., Лысенко А. В., Нгуен Тхи Нгок Ны, Сафонов И. А., Хоник В. А.

Воронежский Государственный Педагогический Университет, Воронеж

Металлические стекла (МС)готавливаются путем высокоскоростной закалки расплава, что определяет их значительную структурную неравновесность. Характерным признаком неравновесной системы является наличие релаксационных процессов, стремящихся привести ее в более равновесное состояние. Совокупность подобных процессов применительно к стеклам получила название "структурная релаксация" (СР). Многочисленные исследования показали, что СР значительно изменяет практически все физические свойства МС. Например, сдвиговая вязкость в результате структурной релаксации может увеличиться на несколько порядков. Такое сниже-

ние атомной подвижности практически полностью исчерпывает способность к гомогенному вязкоупругому пластическому течению, ухудшая тем самым технологические свойства МС. Изучение возможности восстановления способности МС к вязкому течению представляет особый интерес, как с научной, так и с прикладной точки зрения.

Принято считать, что СР является, главным образом, необратимым процессом, приводя к необратимой релаксации свойств. При этом, чем выше температура и время отжига, тем больше необратимое изменение свойств. Тем не менее, в литературе имеются некоторые сведения о том, что высокотемпературная термообработка может приводить к частичному, или даже полному, восстановлению некоторых физических свойств МС. Ранее нами было показано, что быстрое охлаждение металлического стекла $\text{Pd}_{40}\text{Cu}_{30}\text{Ni}_{10}\text{P}_{20}$ из состояния переохлажденной жидкости может приводить к восстановлению способности к вязкому течению на 30–50% [1]. В настоящей работе представлены предварительные результаты, свидетельствующие о возможности практически полного восстановления деформационной способности этого стекла.

Исследовалось объемное металлическое стекло $\text{Pd}_{40}\text{Cu}_{30}\text{Ni}_{10}\text{P}_{20}$ (ат.%), полученное быстрой закалкой расплава (скорость закалки составляла ≈ 100 К/с) в медную изложницу, имеющую полость размером $2 \times 5 \times 62$ мм³. Способность к пластическому течению оценивалась по конечному значению продольной деформации, зафиксированной в процессе измерения изотермической ползучести в течение заданного промежутка времени.

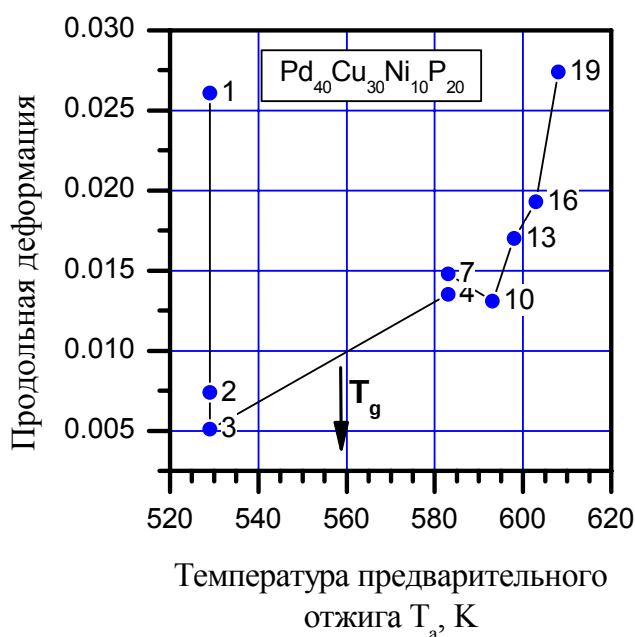


Рис. 1. Зависимость конечной деформации в данном цикле нагружения от температуры предварительного отжига. Цифры соответствуют номерам нагружений. Стрелкой указана температура стеклования T_g .

повторялась снова. Конечная деформация при этом уменьшилась примерно в 5 раз, до $\varepsilon = 0.0075$ (точка 2 на рисунке). Третье нагружение снизило ε еще в полтора раза, до $\varepsilon = 0.0052$ (точка 3 на рисунке). Фиксируемая деформация является вязкоупругой, а ее прогрессирующее снижение при повторных нагружениях является ярким проявлением СР стекла и обычно интерпретируется как результат уменьшения объ-

межутка времени. Все представленные в настоящей работе результаты выполнены на одном и том же образце, испытывавшемся при одной и той же температуре испытания $T = 529$ К при номинальном растягивающем напряжении $\sigma = 100$ МПа в течение времени $t = 14000$ с. Всего было проведено несколько серий измерений на разных образцах, давших аналогичные результаты.

Основные результаты выполненного эксперимента представлены на рис.1. Образец нагревался до температуры испытания со скоростью 5 К/мин, нагружался и проводились измерения ползучести в течение указанного времени. Конечная продольная деформация составила при этом $\varepsilon = 0.0262$ (точка 1 на рисунке). Затем образец разгружался, охлаждался до комнатной температуры, и вышеописанная процедура

емной плотности "центров релаксации" в интервале спектра энергий активации, доступном для термической активации [2].

Затем образец нагревался со скоростью 5 К/мин до температуры $T_a = 583$ К, сразу же охлаждался со скоростью 18 К/мин до температуры испытания, снова нагружался и проводились измерения ползучести (точка 4 на рисунке). Видно, что ε возросла до 0,0136, что в 2,6 раза превышает деформацию в результате предшествующего нагружения. Налицо, таким образом, существенное восстановление способности к вязкоупругой деформации.

Далее тот же самый образец был подвергнут аналогичным многократным циклам нагружение–разгрузка–нагрев–охлаждение–нагружение при последовательно увеличивающихся температурах предварительного отжига T_a . Значения соответствующих конечных продольных деформаций показаны на рисунке. Цифры рядом с точками дают номер нагружения. Видно, что деформация после 19-го нагружения весьма близка к таковой, реализующейся при первом нагружении, так что исходная деформация почти полностью восстановлена нагревом выше T_a .

Важно отметить, что в процессе гомогенного течения происходит образование "шейки" – уменьшение поперечного сечения образца с ростом продольной деформации, в результате чего увеличивается истинное растягивающее напряжение. Это может вызвать серьезное искажение полученных результатов, в силу чего мы провели оценку вклада этого явления в величину продольной деформации. Расчеты показали, что за счет уменьшения поперечного сечения реальная конечная деформация примерно на 10% больше таковой, которая была бы при неизменном поперечном сечении. Полученный результат сколь-нибудь существенным образом не меняет вывод о практически полном возврате после нагрева до $T = 608$ К (точка 19 на рис.1.).

Результаты проведенного эксперимента можно качественно объяснить в рамках простой феноменологической модели. Предположим, что центры релаксации, ответственные за СР, представляют собой двухуровневые системы. Тогда аморфная структура в целом может быть представлена как ансамбль таких систем, а структурную релаксацию и обусловленное ей гомогенное течение следует интерпретировать как переход двухуровневых систем из состояния с высокой энергией в состояние с низкой энергией. Уменьшение концентрации двухуровневых систем, находящихся в верхнем энергетическом состоянии, определяет снижение деформации за фиксированный промежуток времени. Если такой "состаренный" ансамбль двухуровневых систем быстро нагреть, то возможно повторное заселение состояний с высокой энергией. Это повторное заселение и восстанавливает деформационную способность стекла. При этом процесс повторного заселения может быть зафиксирован калориметрически в виде эндотермической реакции и неоднократно воспроизведен, о чем свидетельствуют проведенные нами калориметрические исследования.

Таким образом, способность металлического стекла к вязкой деформации может быть практически полностью восстановлена путем нагрева в область переохлажденной жидкости, а сама вязкая деформация и ее возврат могут быть интерпретированы как результат термического перезаселения ансамбля двухуровневых систем в высокоэнергетические состояния.

Список литературы

1. O.P. Bobrov, K. Csach, S.V. Khonik, K. Kitagawa, S.A. Lyakhov, M.Yu. Yazvitsky, V.A. Khonik. The recovery of structural relaxation-induced viscoelastic creep strain in bulk and ribbon $\text{Pd}_{40}\text{Cu}_{30}\text{Ni}_{10}\text{P}_{20}$ glass. *Scripta Materialia*, 2007, v.56, N1, p.29-32.
2. V.A. Khonik, A.T. Kosilov, V.A. Mikhailov, V.V.Sviridov. Isothermal creep of metallic glasses: a new approach and its experimental verification. *Acta Materialia*, 1998, v.46, N 10, p.3399-3408.

ИЗМЕНЕНИЕ ПЛОТНОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СТЕКЛА $\text{Pd}_{40}\text{Cu}_{30}\text{Ni}_{10}\text{P}_{20}$ В РЕЗУЛЬТАТЕ ЗАКАЛКИ

Нгуен Тхи Нгок Ны, Хоник С. В., Митрофанов Ю. П.

Воронежский Государственный Педагогический Университет, Воронеж,
nu82@mail.ru

Некристаллические материалы (стекла) в силу своей неупорядоченности обладают повышенной энергией, что определяет термодинамический стимул для непрерывной релаксации структуры в сторону более равновесного состояния. Соответственно, непрерывно и существенно релаксируют их физические свойства. Это явление называется структурной релаксацией. Известно, например, что сдвиговая вязкость металлических стекол может расти на пять порядков в результате структурной релаксации [1]. Значительно изменяются и другие физические свойства [2].

Принято считать, что структурная релаксация является, главным образом, необратимым процессом. Однако в литературе описан ряд фактов частичного или даже полного восстановления механических и термодинамических свойств под действием высокотемпературного отжига и/или закалки из области переохлажденной жидкости (т.е. от температур, превышающих температуру стеклования T_g). Так, эксперименты по дифференциальной сканирующей калориметрии обнаруживают возврат энтальпии, выделившейся в виде тепла в процессе предшествующей структурной релаксации [3]. Было также установлено, что способность к "необратимой" релаксации затухания и модуля сдвига ниже T_g может быть в значительной степени восстановлена закалкой из состояния переохлажденной жидкости [4], а высокотемпературный отжиг приводит к частичному [5] или даже полному [6] восстановлению пластичности на изгиб при комнатной температуре. Наконец, было показано, что способность к вязкому течению ниже T_g может быть частично восстановлена термообработкой выше T_g [1]. Эти экспериментальные факты дают основания полагать, что под воздействием высокотемпературной термообработки происходит, по крайней мере, частичное восстановление исходной структуры стекла.

Возникает естественный вопрос о причинах восстановления структуры и свойств стекла. В литературе весьма распространено мнение о том, что собственно механизмом структурной релаксации является выход избыточного свободного объема, приводящего к уплотнению структуры и, соответственно, изменению свойств. Однако, измерения неизотермической сдвиговой вязкости – пожалуй, наиболее чувствительного к структурной релаксации свойства, – показали, что она, если и зависит от концентрации избыточного свободного объема, то весьма незначительно [1]. Этот факт очевидным образом ставит под сомнение связь "центров релаксации", ответственных за структурную релаксацию, с избыточным свободным объемом. В силу этого становится актуальным вопрос о том, возможно ли восстановить исходную плотность стекла путем высокоскоростной закалки из состояния переохлажденной жидкости. Этот вопрос и изучался в настоящей работе.

Исследовалось изменение плотности объемного металлического стекла $\text{Pd}_{40}\text{Cu}_{30}\text{Ni}_{10}\text{P}_{20}$ (ат.%) после закалки от различных температур. Исходный сплав готовился прямым сплавлением компонентов (чистота не хуже 99,95%) двухзонным методом в откачанной толстостенной кварцевой ампуле. Сплав подвергался затем закалке в медную изложницу, имеющую полость размером $2 \times 5 \times 62$ мм³. Ско-

рость закалки, определенная путем прямой высокоскоростной оцифровкой сигнала термопары, помещенной в закалочную полость, составила ≈ 100 К/с вблизи температуры стеклования ($T_g \approx 286$ К). Полученные таким образом отливки указанного размера контролировались рентгеновским способом на отсутствие следов кристаллизации. Некристаллические образцы для измерений плотности имели форму прямоугольных параллелепипедов длиной ≈ 21 мм, шириной ≈ 5 мм и толщиной ≈ 2 мм. Плотность рассчитывалась по результатам гидростатического взвешивания с учетом зависимости плотности воздуха и воды от барометрического давления и температуры. Суммарная ошибка в измерении плотности оценивалась примерно в 0,1%.

Образцы металлического стекла нагревались со скоростью 5 К/мин до требуемой температуры, после чего сразу же закаливались в воду. Плотность каждого образца после каждой закалки рассчитывалась по результатам пяти независимых гидростатических взвешиваний. Скорость закалки была определена экспериментально оцифровкой сигнала термопары, прикрепленной к образцу, и составила 380 К/с в окрестности температуры стеклования, что даже несколько превышает скорость, реализуемую при изготовлении исследуемого стекла.

Исходные значения плотности для образцов 1 и 2 исследуемого стекла составили 9140 кг/м^3 и 9150 кг/м^3 , соответственно, что близко к значениям, полученным в работах [7,8]. Изменение плотности $\Delta\rho/\rho_0$ (ρ_0 – исходная плотность) этих образцов в зависимости от температуры закалки показано на рисунке. Несмотря на заметный разброс результатов измерений, видно, что плотность примерно монотонно растет с увеличением температуры закалки. При этом рост плотности имеет место как в пределах аморфного состояния, что обусловлено собственно структурной релаксацией в процессе предшествующего нагрева, так и после закалки от температур, превышающих температуру кристаллизации.

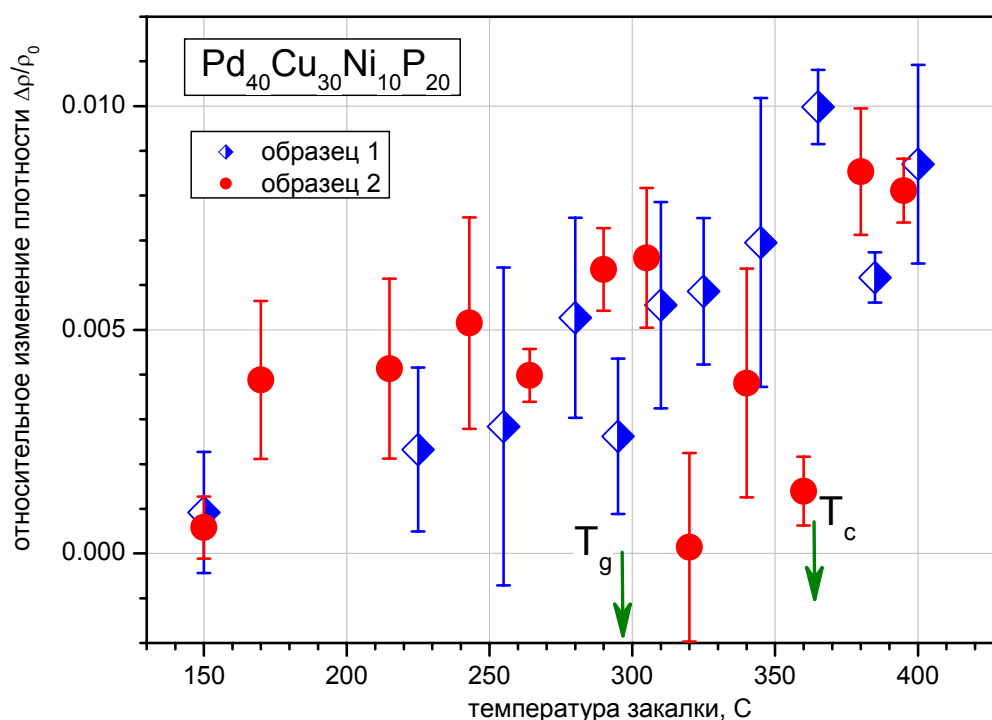


Рис. Зависимость относительного изменения плотности объемного металлического стекла $\text{Pd}_{40}\text{Cu}_{30}\text{Ni}_{10}\text{P}_{20}$ в результате закалки со скоростью 380 К/с от указанных температур. Стрелками показаны температура стеклования T_g и температура начала кристаллизации T_c при скорости нагрева 5 К/мин.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что высокоскоростная закалка образцов исследуемого металлического стекла не приводит к восстановлению его плотности и, соответственно, восстановлению избыточного свободного объема в структуре. Вместе с тем, ранее было установлено, некоторые физические свойства этого стекла (например, электросопротивление и способность к вязкоупругой деформации при повышенных температурах) частично или полностью восстанавливаются в результате закалки образцов из состояния переохлажденной жидкости (т.е. из интервала $T_g < T < T_c$). Полученные в данной работе результаты поэтому вполне определенно свидетельствуют о том, что свойства исследуемого стекла и их изменение в процессе структурной релаксации не связаны существенным образом с величиной избыточного объема.

Список литературы

1. O.P. Bobrov, V.A. Khonik, S.A. Lyakhov, K. Csach, K. Kitagawa, H. Neuhäuser. J. Appl. Phys. 100, 033518 (2006).
2. Masumoto T., Maddin R., Mat. Sci. Eng. v. 19, N 1, 1-24(1975)
3. G.J. Fan, J.F. Löffler, R.K. Wunderlich, H.-J. Fecht. Acta Mater. 52, 667 (2004).
4. O.P. Bobrov, K. Csach, S.V. Khonik, K. Kitagawa, S.A. Lyakhov, M.Yu. Yazvitsky, V.A. Khonik. Scr. Mater. (2006), в печати.
5. A.L. Mulder, S. van der Zwaag, A. van den Beukel, Scr. Mater. 17, 1399 (1983).
6. R. Gerling, F.P. Shimansky, R. Wagner. Scr. Met. 22, 1291 (1988).
7. X.Hu, S.C.Ng, Y.P.Feng and Y.Li, Phys.Rev.B 64 172201 (2001)
8. T.D.Shen, U.Harms and R.B.Schwarz., Appl.Phys.Lett. 83, 4512 (2003)

УДК 539.213.32

ТЕРМИЧЕСКАЯ РЕЛАКСАЦИЯ АСИММЕТРИЧНОЙ БИСТАБИЛЬНОЙ СИСТЕМЫ

Ильенко В. В., Свиридов В. В., Хоник С. В.

Воронежский Государственный Педагогический Университет, Воронеж,
skhonik@mail.ru

Атомная структура стекол, как известно, неравновесна и потому подвержена непрерывным изменениям — структурной релаксации, которая, в целом, сводится к спонтанным изменениям взаиморасположения атомов в стекле. В результате этого процесса все физические свойства стекла со временем изменяются, причем довольно заметно. Например, старение металлических стекол резко снижает их способность к гомогенному вязкому течению, приводя даже к охрупчиванию [1, 2].

Структурная релаксация стекол, как любой релаксационный процесс, приближающий систему к равновесному состоянию, считается в основном необратимой. Вместе с тем, известны экспериментальные факты частичного или даже полного восстановления свойств стекол путем специальной термообработки [3-7]. При этом чем выше температура обработки, тем более высокой степени восстановления свойств (и, очевидно, исходной атомной структуры) удастся добиться. Таким образом, изменение температуры, в некотором смысле, обращает релаксационные процессы в структуре стекла вспять.

В настоящей работе рассмотрена простая модель, позволяющая понять и описать основные закономерности кинетики обращения структурной релаксации при нагреве системы с заданной скоростью. Модельным объектом служит ансамбль асимметричных бистабильных систем (АБС). Релаксация в этом ансамбле моделируется изменением заселенностей стабильного и метастабильного состояний АБС при термоактивационных переходах через разделяющий их барьер (рис.1). Основными параметрами АБС служат высота активационного барьера E и асимметрия Δ , представляющая собой разность энтальпий метастабильного и стабильного состояний. Кинетика ансамбля АБС определяется конкуренцией двух потоков: прямого (из метастабильного состояния в стабильное) и обратного. В равновесном состоянии АБС результирующий термодинамический поток стремится к нулю.

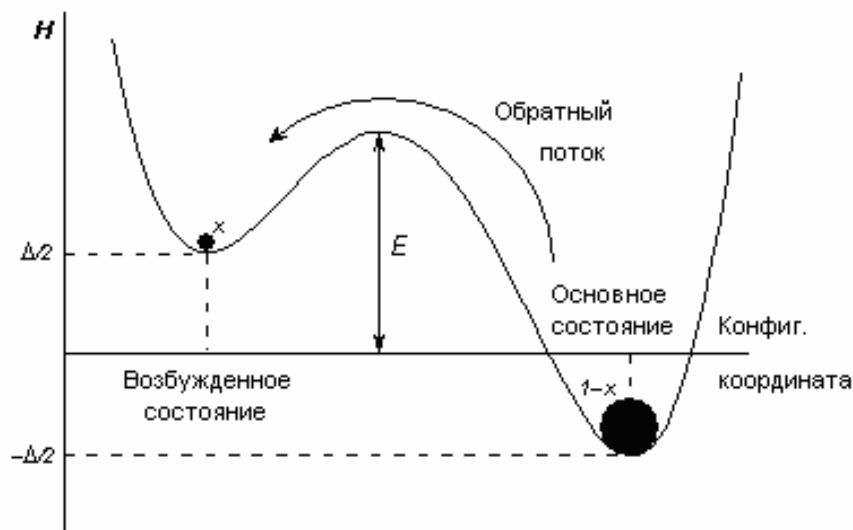


Рис. 1.

Будем характеризовать состояние АБС величиной x — вероятностью того, что АБС находится в своем метастабильном состоянии. Если АБС достаточно долго выдерживается при постоянной температуре T_0 , то x принимает равновесное значение

$$x_{eq} = \frac{1}{1 + e^{\Delta/T_0}} \approx e^{-\Delta/T_0} \ll 1 \quad (1)$$

Пусть ансамбль АБС, находящийся в равновесном состоянии, начинает нагреваться со скоростью $\alpha = dT/dt$. При этом точка равновесия (1) смещается в сторону больших значений x . Другими словами, часть статистического ансамбля АБС начнет возвращаться из стабильного в метастабильное состояние (показано стрелкой на рис.1) за счет тепловой энергии, полученной от термостата. Будем называть это явление термической релаксацией ансамбля АБС.

Кинетическое уравнение процесса отражает изменение динамического равновесия между прямым и обратным потоками:

$$\frac{dx}{dt} = \nu \left[(1-x) \exp\left(-\frac{E + \Delta/2}{T}\right) - x \exp\left(-\frac{E - \Delta/2}{T}\right) \right] = Lx \left[\frac{1-x}{x} - \exp\frac{\Delta}{T} \right], \quad (2)$$

где ν — характерная частота (например, дебаевская), $L = \nu \exp(-(E + W/2)/T)$ — кинетический коэффициент, имеющий смысл обратного времени термоактивированного скачка АБС из стабильного состояния в метастабильное. Удобнее переписать (2) в терминах неравновесной термодинамики нижеследующим образом. При возврате части ансамбля АБС в метастабильное состояние, т.е. при увеличении x на Δx , порция $W\Delta x$ тепловой энергии системы «АБС + термостат» трансформируется в энталь-

пию АБС, что понижает энтропию на $W\Delta x/T$. С другой стороны, конфигурационная энтропия $-x\ln x - (1-x)\ln(1-x)$ с ростом x возрастает. При этом суммарное производство энтропии

$$P_s = -\frac{\Delta}{T} \frac{dx}{dt} - \frac{d}{dt}(x \ln x + (1-x) \ln(1-x)) = \left(-\frac{\Delta}{T} + \ln \frac{1-x}{x} \right) \frac{dx}{dt} \quad (3)$$

Согласно (3), при выборе термодинамического потока в форме $j = dx/dt$ сопряженная ему термодинамическая сила определится как

$$f = \ln \frac{1-x}{x} - \frac{\Delta}{T} \approx -\ln x - \frac{\Delta}{T} \Leftrightarrow x = \frac{1}{1 + e^{\Delta/T + f}} \approx e^{-\Delta/T} e^{-f} \quad (4)$$

Из (4) и (2) получаем соотношение между термодинамической силой и потоком:

$$j = L \frac{e^f - 1}{e^{-\Delta/T} + e^f} \approx L(1 - e^{-f}), \quad (5)$$

из которого видно, что критерием слабой неравновесности системы служит $f \ll 1$.

Кинетическое уравнение для термодинамической силы получается дифференцированием ее определения (4) по времени. Исключая x и разделив обе части на скорость нагрева α , получаем уравнение относительно температуры:

$$\frac{df}{dT} = \frac{\Delta}{T^2} - \alpha^{-1} L e^{\Delta/T} (e^f - 1) \quad (6)$$

Если до нагрева ансамбль АБС находится в равновесии при температуре T_0 , то начальное условие к (6) гласит: $f(T = T_0) = 0$. В самом начале нагрева в правой части (6) существенно лишь первое слагаемое, описывающее смещение точки равновесия АБС при изменении температуры. Поэтому в течение некоторого времени кинетика АБС определяется упрощенным уравнением $df/dT = \Delta/T^2$, которое, в сочетании с начальным условием, дает гиперболический закон роста термодинамической силы:

$$f = \frac{\Delta}{T_0} \left(1 - \frac{T_0}{T} \right) = f_0(T), \quad \text{так что } f \xrightarrow{T \gg T_0} \Delta/T_0 \gg 1. \quad (7)$$

Однако с ростом термодинамической силы растет, и второе слагаемое в правой части (6), описывающее релаксацию ансамбля к (подвижной) точке равновесия. При некоторой температуре T_c оно начинает превалировать, и рост f прекращается. Если к этому моменту ансамбль АБС далеко отклонился от равновесия ($f > 1$), то решение уравнения (6) сильно упрощается, благодаря возможности пренебречь единицей по сравнению с e^f в правой части (6). Имеем:

$$f(T) \approx f_0(T) - \ln \left(1 + \frac{\nu T^2 e^{\Delta/T_0}}{\alpha (E + \Delta/2)} \exp \left(-\frac{E + \Delta/2}{T} \right) \right) \quad (f > 1) \quad (8)$$

Согласно (8), при $T < T_c$ термодинамическая сила растет, а при $T > T_c$ — начинает быстро уменьшаться, как показывает рис. 2. Из рисунка также видно, что при дальнейшем повышении температуры АБС попадает в область слабого отклонения от равновесия: $f \ll 1$. В этом случае уравнение (6) также упрощается и позволяет получить аналитическое решение вида

$$f(T) \approx \frac{\alpha \Delta}{\nu T^2} \exp \frac{E - \Delta/2}{T} \quad (f \ll 1). \quad (9)$$

Уравнения (4), (8) и (9) позволяют получить выражения для термодинамического потока в ансамбле АБС в диапазонах как сильного, так и слабого отклонения от равновесия:

$$j = \nu \exp(-(E + \Delta/2)/T) \quad \text{для } f > 1 \quad (10)$$

$$j = Lf = \frac{\alpha \Delta}{T^2} \exp(-\Delta/T) \quad \text{для } f \ll 1 \quad (11)$$

Смысл уравнения (10) в том, что при сильном отклонении ансамбля АБС от равновесия, вызванном изменением температуры, в ансамбле возникает мощный обратный поток, возвращающий АБС из стабильного состояния в метастабильное. Поскольку метастабильное состояние ассоциируется с исходной структурой стекла, а стабильное — с релаксированным, это и означает обращение процесса структурной релаксации вспять. Прямой поток, ассоциируемый с нормальной структурной релаксацией, в этом случае будет пренебрежимо мал по сравнению с обратным.

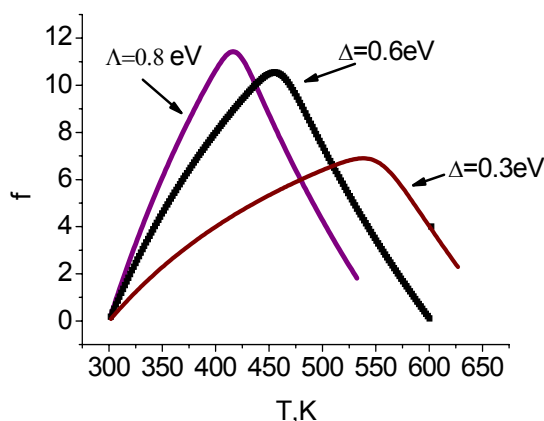


Рис. 2

Согласно (11), при достаточно высоких температурах поток не зависит от E и характерной частоты ν . Смысл этого результата в том, что таких температурах активационный барьер перестает сколько-нибудь существенно ограничивать кинетику переходов, и результирующий поток определяется слабым дисбалансом между прямым и обратным потоками, который поддерживается постоянным изменением температуры.

Поскольку в обоих случаях поток от температуры зависит экспоненциально, то основной вклад в общее количество АБС, вернувшихся из ста-

бильного состояния в метастабильное, вносит узкая область температур вблизи максимально достигнутой в ходе нагрева. Следовательно, если механизм восстановления физических свойств стекла близок к рассмотренной модели, степень восстановления должна определяться максимальной температурой термообработки, что соответствует эксперименту [3–7].

Список литературы

1. R. Gerling, F. P. Shimansky, R. Wagner. *Scr. Metall.* **22**, 1291 (1982).
2. A.L. Mulder, S. van der Zwaag, A. van den Beukel. *Scr. Mater.* **17**, 1399 (1983).
3. G. Hygate, M. R. J. Gibbs. *J. Phys. F: Met. Phys.* **17**, 815 (1987).
4. R. Bruning, Z. Altounian, J. O. Strom-Olsen. *J. Appl. Phys.* **62**, 3633 (1987).
5. Z. Altounian. *Mater. Sci. Eng.* **97**, 461, (1988).
6. G.J. Fan, J.F. Löffler, R.K. Wunderlich, H.-J. Fecht. *Acta Mater.* **52**, 667 (2004).
7. O.P. Bobrov, K. Csach, S.V. Khonik, K. Kitagawa, S.A. Lyakhov, M.Yu. Yazvitsky, V.A. Khonik. *Scr. Mater.* **54**, 369 (2006).

**ТЕРМИЧЕСКОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ СВОЙСТВ
МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СТЕКЛА $\text{Pd}_{40}\text{Cu}_{30}\text{Ni}_{10}\text{P}_{20}$** **Хоник С. В., Нгуен Тхи Нгок Ны, Митрофанов Ю. П.***Воронежский Государственный Педагогический Университет, Воронеж,*
skhonik@mail.ru

Основной особенностью металлических стекол (МС) является структурная неравновесность, дающая термодинамический стимул для непрерывных структурных изменений. Эти изменения получили собирательное название структурная релаксация (СР). В процессе СР физические свойства МС претерпевают существенные изменения. Принято считать, что СР является главным образом необратимым процессом. Однако в литературе имеется ряд фактов частичного или полного восстановления механических и термодинамических свойств под действием высокотемпературного отжига или закалки из области переохлажденной жидкости. Так, эксперименты по дифференциальной сканирующей калориметрии обнаруживают возврат энтальпии, выделившейся в виде тепла в процесс предшествующей СР [1]. Было установлено, что способность к "необратимой" релаксации затухания и модуля сдвига ниже T_g может быть в значительной степени восстановлена закалкой из состояния переохлажденной жидкости [2], а высокотемпературный отжиг приводит к частичному [3] или даже полному [4] восстановлению пластичности на изгиб при комнатной температуре. Наконец, было показано, что способность к вязкому течению ниже T_g может быть частично восстановлена термообработкой выше T_g [5]. Эти экспериментальные факты дают основания полагать, что под воздействием высокотемпературной термообработки происходит частичное восстановление исходной структуры стекла.

В настоящей работе восстановление свойств МС изучалось путем высокоточного *in situ* мониторинга кинетики изменений электросопротивления при циклической термообработке. Исследовалось стекло $\text{Pd}_{40}\text{Cu}_{30}\text{Ni}_{10}\text{P}_{20}$ (ат.%), являющееся одним из лучших металлических стеклообразователей и поэтому часто применяющееся в качестве модельного материала. Исходные образцы были приготовлены стандартным методом одновалкового спиннингования со скоростью закалки $\approx 10^6$ К/с в виде ленты толщиной 30–40 мкм.

Исследования проводились путем измерения электросопротивления в процессе циклических нагревов-охлаждений при последовательно повышающейся максимальной температуре нагрева. Ранее [6] нам удалось выяснить, что в результате одного–двух первых циклов нагрев–охлаждение электросопротивление падает (сравнивалось исходное сопротивление R_0 до и сопротивление R при 20 °С после цикла нагрев–охлаждение), затем, в процессе дальнейшего термоциклирования, оно растет и далее снова падает. Таким образом, можно выделить три стадии структурной релаксации исследуемого стекла: стадия I, вызывающая снижение R/R_0 после нагрева до 400–410 К; стадия II, сопровождающаяся ростом R/R_0 в результате нагрева до 425–573 К, и, наконец, стадия III, вновь вызывающая падение электросопротивления при дальнейшем нагреве. Стадия I релаксации, наблюдаемая в исходных образцах и резко интенсифицирующаяся после небольшой деформации, связана, очевидно, с релаксацией внутренних напряжений деформационной природы, которые в исход-

ных образцах могут возникнуть в результате вырубки и механической шлифовки [6]. В этом случае релаксация ведет к образованию более упорядоченной структуры и соответствующему снижению электросопротивления. Все три стадии релаксации являются необратимыми в том смысле, что повторное термоциклирование показывает отсутствие каких-либо релаксаций электросопротивления вплоть до максимальной температуры, достигнутой в процессе предшествующего нагрева.

С целью проверки возможности восстановления исходных свойств стекла производилась закалка из состояния переохлажденной жидкости. Образцы нагревались в тонкостенной кварцевой ампуле со скоростью 5 К/мин до $T_q = 260, 280, 300, 320$ и 335 °С и затем закалывались в воду со скоростями 380 К/с или 9 К/с. Скорость закалки определялись экспериментально путем оцифровки сигнала термопары с частотой 50 кГц. Полученные результаты показаны на рис. 1.

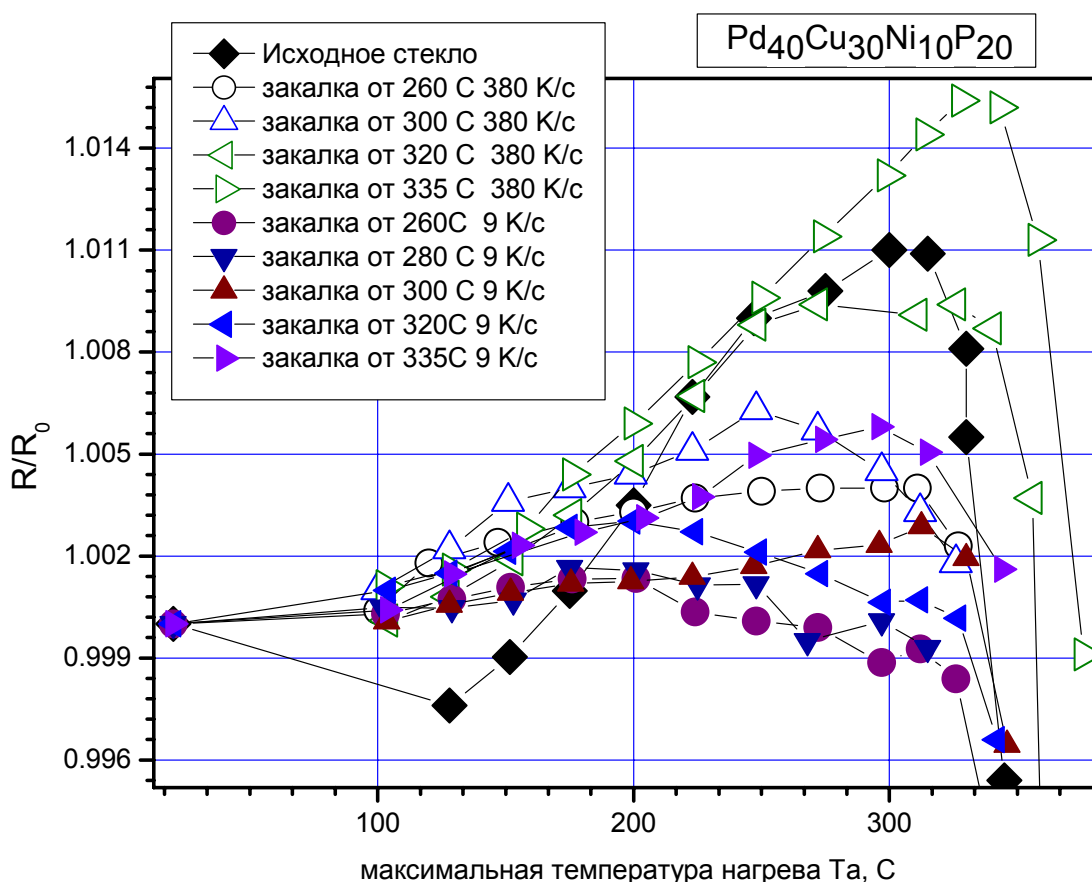


Рис. 1. Зависимость нормированного электросопротивления R/R_0 от максимальной температуры нагрева ленточных образцов МС $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$

Как видно, закалка оказывает сильнейшее влияние на зависимости R/R_0 : стадия II релаксации восстанавливается, причем степень восстановления определяется температурой и скоростью закалки. Стадия I в закаленных образцах полностью отсутствует, что еще раз подтверждает предположение о связи ее с релаксацией внутренних напряжений деформационной природы. Из рис.1 видно, что на степень восстановления стадии II влияют как температура, так и скорость закалки. Чем они выше, тем более значительное восстановление можно наблюдать, причем в случае закалки от 335 °С со скоростью 380 К/с степень структурной релаксации на стадии II значительно превышает исходную.

Если считать, что за стадию II релаксации ответственен свободный объем, то закалка должна вызвать его восстановление. Однако в литературе нет каких-либо данных о том, что закалка может приводить к существенному увеличению свободного объема. Более того, наши предварительные данные о характере изменения плотности МС при его структурной релаксации и закалке свидетельствуют скорее о том, что релаксация свободного объема является практически полностью необратимым процессом и посредством закалки можно восстановить лишь весьма незначительную часть от той его величины, которая имеется в исходном свежезакаленном состоянии. Подчеркнем в этой связи, что прямые измерения плотности МС $\text{Pd}_{42,5}\text{Cu}_{30}\text{Ni}_{7,5}\text{P}_{20}$ после отжига вблизи/выше T_g и последующего быстрого охлаждения обнаружили только ее монотонный рост [7]. Таким образом, можно полагать, что роль свободного объема в формировании стадии II релаксации электросопротивления является, по крайней мере, не определяющей.

Наблюдаемую кинетику релаксации электросопротивления можно качественно объяснить в рамках представлений о перераспределении заселенностей уровней асимметричной бистабильной системы (АБС). АБС характеризует атом или группу атомов, имеющих два локальных энергетических минимума в конфигурационном пространстве. При нагреве системы АБС имеют место два противоположных процесса: переход еще неотрелаксированных АБС из метастабильного (высокоэнергетического) состояния в стабильное (низкоэнергетическое) состояние (прямой поток), а также возврат части статистического ансамбля АБС из стабильного в метастабильное состояние (обратный поток). Причем, так как система тем больше выходит из равновесия, чем больше $T - T_0$ (T_0 – начальная температура), обратный поток определяется разностью $T - T_0$, тогда как прямой поток зависит только от текущей температуры T . Следовательно, так как при нагреве часть ансамбля АБС возвращается обратно в метастабильное состояние, то можно говорить о частичном восстановлении исходной сильно неравновесной структуры МС. С помощью закалки можно «заморозить» полученную структуру и получить стекло, близкое по своей структуре к исходному состоянию.

Список литературы

1. G.J. Fan, J.F. Löffler, R.K. Wunderlich, H.-J. Fecht. *Acta Mater.* 52, 667 (2004).
2. Н.П. Кобелев, Е.Л. Колыванов, В.А. Хоник. *ФТТ* 47, 646 (2006).
3. A.L. Mulder, S. van der Zwaag, A. van den Beukel, *Scr. Mater.* 17, 1399 (1983).
4. R. Gerling, F.P. Shimansky, R. Wagner. *Scr. Met.* 22, 1291 (1988).
5. O.P. Bobrov, K. Csach, S.V. Khonik, K. Kitagawa, S.A. Lyakhov, M.Yu. Yazvitsky, V.A. Khonik. *Scr. Mater.* 56, 29 (2007).
6. С.В. Хоник, В.В. Свиридов, Н.П. Кобелев, М.Ю. Язвницкий, В.А. Хоник. *Физика Твердого Тела* (2007), в печати.
7. O. Naruyama, H.M. Kimura, N. Nishiyama, A. Inoue. *Mater. Trans. JIM* 45, 1184 (2004).

ТРИБОЛОГИЧЕСКИЕ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АЗОТСОДЕРЖАЩИХ ХРОМОМАНГАНЦЕВЫХ СТАЛЕЙ, ЛЕГИРОВАННЫХ 2-4,5 % КРЕМНИЯ

Коршунов Л. Г., Гойхенберг Ю. Н.*, Черненко Н. Л.

*Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург,
* Южно-Уральский Государственный Университет, Челябинск
korshunov@imp.uran.ru*

Известно, что азотсодержащие нержавеющие аустенитные стали, обладающие уникальным комплексом механических и коррозионных свойств, характеризуются также значительной износостойкостью при различных видах контактного нагружения, благодаря чему являются перспективным конструкционным материалом. Показано, что метастабильные аустенитные стали на хромоманганцевой основе, содержащие 0,15–0,25 мас.% азота, обладают повышенным сопротивлением кавитационно-эрозионному разрушению [1] и абразивному изнашиванию [2]. В США была разработана износостойкая в условиях адгезионного изнашивания азотсодержащая стабильная аустенитная сталь на хромоникельманганцевой основе - Nitronic 60, которая используется в качестве заменителя дорогостоящих износостойких сплавов на кобальтовой основе (стеллитов) [3]. Как следует из работы [4] хромоманганцевые нержавеющие аустенитные стали с 0,3–0,8 мас.% азота обладают повышенным сопротивлением адгезионному изнашиванию в условиях сухого трения скольжения пар сталь–сталь в широком диапазоне контактных температур от –196 до 500–600 °С, что связано с интенсивным деформационным упрочнением азотсодержащего аустенита и с развитием в нем планарного скольжения дислокаций, которое характерно для деформационного поведения нержавеющих аустенитных сталей, легированных азотом [5]. Кроме того, данные материалы, имеют низкие значения коэффициента трения ($f \approx 0,25–0,28$), обычно наблюдающиеся у ГПУ-металлов и сплавов, пластическая деформация которых осуществляется базисным скольжением при минимальном числе действующих систем скольжения ($n = 3$). Представляло интерес изучение возможности улучшения трибологических свойств азотсодержащих нержавеющих аустенитных сталей за счет их оптимального легирования, направленного на активизацию в аустените процессов деформационного упрочнения и планарного скольжения. Низкая Э.Д.У., а также повышенное сопротивление сдвигу ГЦК-твердого раствора являются факторами, способствующими активизации в нем планарного скольжения дислокаций [5]. Известно, что легирование аустенитных сталей значительным количеством кремния вызывает снижение Э.Д.У., повышение прочности и способности аустенита к деформационному упрочнению [6, 7]. Кремний в количестве 2–4 мас.% оказывает, кроме того, сильное влияние на процессы фрикционного окисления, что приводит к значительному росту сопротивления нержавеющих аустенитных сталей адгезионному изнашиванию [8].

В работе исследовано влияние 2–4,5 мас. % кремния на микроструктуру, трибологические и механические свойства хромоманганцевых аустенитных сталей, содержащих 0,20–0,52 мас. % азота. Трибологические испытания сталей проводили на воздухе без смазки при различных условиях адгезионного изнашивания (нагрузки, скорости скольжения, материал контртела) пар сталь–сталь, а также при абразивном изнашивании сталей по закрепленному абразиву (корунду). Механические свойства сталей, а также сопротивление их коррозионному растрескиванию определяли при комнатной температуре в условиях статического растяжения. Металлографическим, рентгеновским и электронно-микроскопическим методами изучены структурные

превращения, происходящие в рассматриваемых сталях в процессе изнашивания и статического растяжения.

Проведенное исследование показало, что легирование азотсодержащих хромомарганцевых аустенитных сталей кремнием существенно повышает сопротивление данных материалов адгезионному изнашиванию как при отсутствии заметного фрикционного нагрева (скорость скольжения 0,07 м/с), так и в условиях интенсивного нагрева зоны трения (скорость скольжения 4,5 м/с). Стали, легированные кремнием, обладают, как правило, малыми коэффициентами трения ($f < 0,3$). По уровню абразивной износостойкости рассматриваемые стали близки стали 12X18Н9. Высокие трибологические свойства анализируемых сталей в условиях трения скольжения пар сталь-сталь в значительной степени обусловлены активизацией в них планарного скольжения дислокаций и твердорастворного упрочнения, вызванной присутствием в γ -фазе 0,2–0,5 мас. % азота и большого количества кремния. Легирование кремнием не привело к снижению характерного для азотсодержащих хромомарганцевых аустенитных сталей высокого комплекса прочностных и пластических свойств. Это в значительной степени объясняется спецификой развития деформационных процессов в азотсодержащих аустенитных сталях, характеризующихся наличием устойчивого планарного скольжения, которая, в частности, проявляется в активизации ротационного механизма пластичности при объемном пластическом деформировании сталей. По уровню прочности и пластичности данные стали близки к промышленным хромомарганцевым аустенитным сталям с 0,5–0,7 мас. % азота, используемых для изготовления бандажных колец электрических машин.

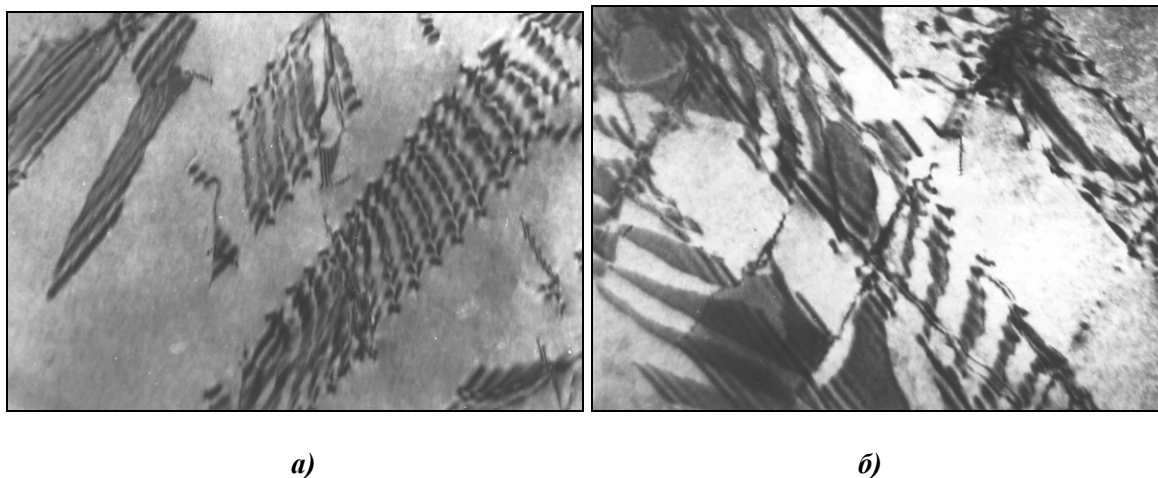


Рис. 1. Мультиполи расщепленных дислокаций в структуре закаленных от 1100 °С азотсодержащих аустенитных сталей:
а – 10X15Г23С4А0.20 ($\times 60000$), и б – 10X19Г20НС4А0.50 ($\times 55000$).

Показана возможность создания на базе азотсодержащего хромомарганцевого аустенита с низкой энергией дефектов упаковки нержавеющей аустенитных сталей с высокими трибологическими (низкий коэффициент трения, малая интенсивность адгезионного изнашивания) и механическими свойствами. Данные стали могут быть использованы в тяжелонагруженных узлах трения скольжения взамен дорогостоящих и менее прочных антифрикционных цветных сплавов (бронзы, латуни). Разработан оптимальный химический состав сталей, обеспечивающий рассматриваемым материалам наиболее высокий комплекс трибологических, механических и технологических свойств. На оптимизированный состав стали получен патент России. По

уровню трибологических и механических свойств новая сталь не уступает износостойким азотсодержащим нержавеющим аустенитным сталям типа Nitronic 60.

Работа выполнена при поддержке гранта НШ-5965.2006.3.

Список литературы

1. Богачев И.Н. Кавитационное разрушение и кавитационно-стойкие стали. М: Metallurgia, 1972. 189 с.
2. Lenel U.R., Knott B.R. Structure and properties of corrosion and wear resistant Cr-Mn-N Steels // Met. Trans. 1987. V. 18A. № 5. P. 847-855.
3. Schumacher W.J. Stainless steel alternative to cobalt alloys // Chem. Eng. 1981. 88 (19). P. 149-152.
4. Коршунов Л.Г., Гойхенберг Ю.Н., Терещенко Н.А. и др. Износостойкость и структура поверхностного слоя азотсодержащих нержавеющих аустенитных сталей при трении и абразивном воздействии // ФММ. 1997. Т. 84. Вып. 5. С. 137-149.
5. Gerold V. and Karnthaler H.P. On the origin of planar slip in F.C.C. alloys // Acta Met. 1989. V. 47. № 8. P. 2177-2183.
6. Пикеринг Ф.Б. Физическое металловедение и разработка сталей. М.: «Металлургия», 1982. - 184 с.
7. Shcramm R.E. and Reed R.P. Stacking Fault Energies of Seven Commercial Austenitic Stainless Steels.- Metallurgical Transactions A, 1975, V. 6A, P. 1345-1351.
8. Dumbleton J.H. and Douthe J.A. The unlubricated adhesive wear resistance of metastable austenitic stainless steels containing silicon. – Wear, 1977, V. 42, P. 305-332.

УДК 620.172.224.2

ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ И ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ НА КОЭРЦИТИВНУЮ СИЛУ ОБРАЗЦОВ КОНСТРУКЦИОННОЙ СТАЛИ

Иванов А. М., Петрова Н. Д., Горохов А. М.

*Институт физико-технических проблем Севера СО РАН, Якутск,
a.m.ivanov@iptpn.ysn.ru*

Представляет интерес исследование изменения свойств материалов, чувствительных к изменению состояния структуры, в процессе интенсивной пластической деформации (ИПД) и термической обработки (ТО). Одной из таких характеристик является коэрцитивная сила H_c . Изменение структуры стали влияет на коэрцитивную силу. Зависимость H_c от размера зерна малоуглеродистых и низколегированных сталей рассмотрена в [1]. Изменение H_c и размера зерен d в Ni , подвергнутого ИПД кручением, во время отжига рассмотрено в [2].

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований влияния интенсивной пластической деформации и термической обработки на изменение размера зерна и коэрцитивной силы образцов низкоуглеродистой стали СтЗсп.

Характеристики материала следующие: химический состав стали – 0,17%С, 0,2%Si, 0,54%Mn, 0,14%Cr, 0,14%Ni, 0,04%Co, 0,25%Cu, 98,52%Fe; механические свойства стали в состоянии поставки – $\sigma_T = 330$ МПа, $\sigma_B = 504$ МПа, $\delta_K = 27,6\%$; микроструктура феррито-перлитная, средний размер зерен 19 мкм; микротвердость – 1,37 ГПа. Цилиндрические заготовки из СтЗсп размером $\varnothing 20 \times 100$ мм были подверг-

нугу ИПД методом равноканального углового прессования (РКУП) [3, 4] в специальной оснастке. РКУП осуществляли по маршруту «С», варьировали температуру T и число n циклов прессования. Кроме того, некоторые заготовки подвергали термической обработке (отжигу, закалке и отпуску) и комбинированному воздействию РКУП и ТО. Угол пересечения каналов Ψ , где реализуется простой сдвиг и за счет чего происходит измельчение зерна, в данном случае составляет 120° . Режимы РКУП, ТО и размеры зерен представлены в таблице. Следует отметить, что, хотя по среднему размеру зерен d микроструктура мелкозернистая, размеры отдельных фаз составляют менее 1 мкм.

Коэрцитивную силу измеряли на коэрцитиметре КИФМ-1. Как видно из таблицы и рисунка, с измельчением зерен в СтЗсп коэрцитивная сила H_c также изменяется. При этом в рассматриваемом интервале изменения размера зерна общая тенденция такова, что с уменьшением размера зерна коэрцитивная сила увеличивается, хотя есть некоторые особенности, для объяснения которых необходимы дополнительные исследования. Так, например, если после двух циклов РКУП по мере снижения температуры прессования наблюдается уменьшение d и рост H_c , то после восьми циклов со снижением температуры РКУП имеем уменьшение d и H_c . Данный факт косвенно подтверждается рентгеноструктурными исследованиями: после двух циклов РКУП по мере снижения температуры прессования имеет место увеличение относительной плотности дислокаций $\rho_{ср}$, в то время как после восьми циклов РКУП по мере снижения температуры прессования наблюдается наоборот уменьшение $\rho_{ср}$. Данные подтверждают, что в рассмотренном диапазоне размера зерен коэрцитивная сила H_c чувствительна к уменьшению d .

№ состояния	Состояние материала	Средний размер зерна d , мкм	$H_c \times 10^{-2}$, А·м ⁻¹
1	Исходное состояние – состояние поставки	19,0	2,69
2	РКУП, "С", $T=723$ К (450°C), $\Psi=120^\circ$, $n=2$.	12,0	4,88
3	РКУП, "С", $T=673$ К (400°C), $\Psi=120^\circ$, $n=2$.	10,5	4,9
4	РКУП, "С", $T=723$ К (450°C), $\Psi=120^\circ$, $n=8$.	7,0	6,48
5	РКУП, "С", $T=673$ К (400°C), $\Psi=120^\circ$, $n=8$.	6,5	5,9
6	1) Отжиг при 1033 К (760°C) в течение 5 часов с остыванием в печи; 2) Закалка с 1153 К (880°C) в воде; 3) РКУП, "С", $T=673$ К (400°C), $\Psi=120^\circ$, $n=2$.	6,62	7,35
7	1) Закалка с 1153 К (880°C , 15 мин.) в воде; 2) Средний отпуск при $T=673$ К (400°C , 1,5 часа) с остыванием в воздухе; 3) РКУП, "С", $T=673$ К (400°C), $\Psi=120^\circ$, $n=2$.	6,06	7,32
8	1) Закалка с 1153 К (880°C) в воде; 2) РКУП, $T=673$ К (400°C), $\Psi=120^\circ$, $n=1$; 3) Закалка с 1153 К (880°C) в воде; 4) РКУП, "С", $T=673$ К (400°C), $\Psi=120^\circ$, $n=1$.	5,64	7,21

В данной работе влияние способа воздействия (РКУП и ТО) на измельчение структуры и коэрцитивную силу H_c не рассматривается. Различие в протекании эволюции структуры при различных температурах для Ni , подвергнутой ИПД кручением, РКУП и их комбинации, показано в [5]. В данной работе наибольший эффект в измельчении зерен и росту коэрцитивной силы достигается при сочетании закалки и РКУП.

На рисунке аппроксимирующая прямая проведена по 1–5 точкам состояния материала с феррито-перлитной структурой (исходное состояние и состояние после РКУП). Следует отметить, что, поскольку аппроксимация выполнена по средним

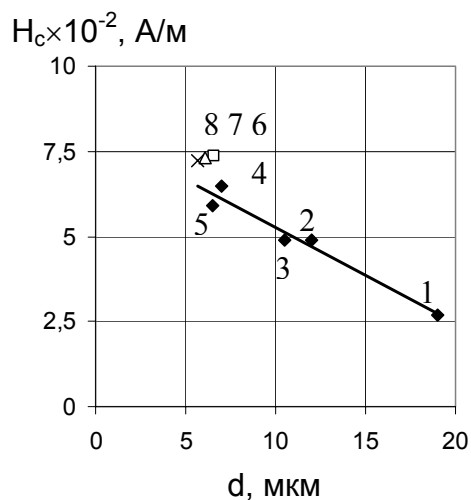


Рис. Изменение коэрцитивной силы H_c при измельчении зерна в стали СтЗсп, подвергнутого РКУП, совместному воздействию РКУП и ТО (обозначения 1, 2, ..., 8 соответствуют позициям состояния материала в таблице).

размерам феррито-перлитных фаз, а не по ферритным зернам, то аппроксимирующую прямую следует принять как условную с учетом того, что ферритных составляющих больше и их размеры превышают перлитные зерна.

Таким образом, с уменьшением размера зерна значения коэрцитивной силы существенно увеличиваются. Измерение коэрцитивной силы можно использовать как способ качественной экспресс-оценки эффективности технологии РКУП и ТО. При этом, определяя коэрцитивную силу на определенном этапе обработки, можно оценить достигнутый уровень измельчения зерна материала и определиться с дальнейшим действием. Если необходимый уровень размера зерна по оценкам H_c не достигнут, то следующий шаг заключается в выборе вида и режима последующей обработки. Данный подход позволяет на промежуточном этапе исключить трудоемкий и дорогостоящий процесс изготовления образцов, процедуру исследования

структуры, определения размера зерен, механических характеристик и микротвердости, и тем самым сократить объем экспериментов, продолжительность исследований.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта №4.11.1 по Программе фундаментальных исследований №12 ОЭММиПУ РАН.

Список литературы

1. Бида Г.В., Горкунов Э.С., Шевнин В.М. Магнитный контроль механических свойств проката. Екатеринбург: УрО РАН, 2002. – 253 с.
2. Сегал В.М., Резников В.И., Копылов В.И., Павлик Д.А., Малышев В.Ф. Процессы пластического структурообразования металлов. Минск: Навука і тэхніка. 1994. – 231 с.
3. Валиев Р.З., Александров И.В. Наноструктурные материалы, полученные интенсивной пластической деформацией. М.: Логос. 2000. – 272 с.
4. Mulyukov Kh. Ya., Korznikova G.F., Abdulov R.Z., Valiev R.Z. // J. of Magn. and Magn. Mater. 1990. – V. 89. – P. 207.
5. Mulyukov Kh.Ya., Valeev K.A., Akhmadeev N.A. // NanoStructured Materials. 1995. – V. 5. – P. 449.

МИКРОМЕХАНИКА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СТРУКТУРНЫХ ДЕФЕКТОВ В РАСТУЩИХ КРИСТАЛЛАХ КАРБИДА КРЕМНИЯ

Гуткин М. Ю.,^{1,2)} Смирнов М. А.,²⁾ Шейнерман А. Г.,¹⁾
Аргунова Т. С.,³⁾ Мохов Е. Н.³⁾

¹⁾ Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург,

²⁾ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,

³⁾ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург,
gutkin@def.ipme.ru

Рост некоторых гексагональных кристаллов сопровождается образованием в них цилиндрических пор, называемых, в зависимости от их диаметра, микро- или нанотрубками. Как правило, они представляют собой полые ядра винтовых супердислокаций с гигантскими векторами Бюргерса. В настоящее время такие дефекты считаются основным препятствием для создания элементной базы силовой электроники и оптоэлектроники нового поколения. Особенно остро стоит проблема получения массивных кристаллов карбида кремния с пониженной плотностью нанотрубок (МТ). Эволюция плотности МТ по мере роста такого кристалла представляет собой сложный процесс, включающий образование новых МТ, заживление уже существующих в результате разнообразных реакций между собой и коалесценцию многих МТ с образованием микрополостей. Опуская здесь вопрос о механизмах зарождения МТ, многократно обсуждавшийся в литературе, кратко рассмотрим возможные реакции между МТ, приводящие либо к уменьшению диаметра МТ, либо к их полному зарастанию.

До сих пор считалось, что необходимым условием реакции между МТ является их непосредственный контакт, позволяющий содержащимся в них дислокациям реа-

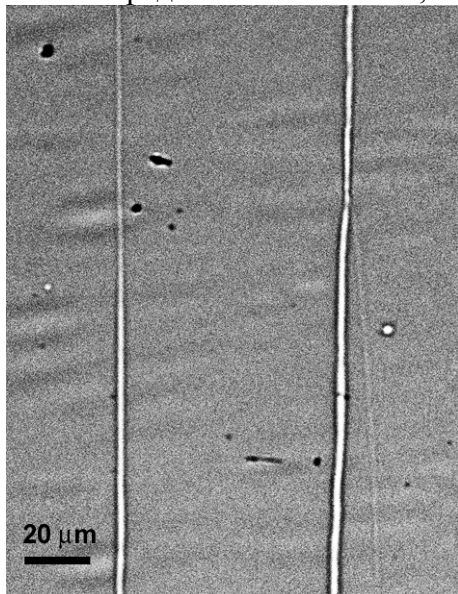


Рис. 1. Рентгеновское изображение микротрубок в кристалле 6H SiC, полученное методом фазово-контрастной микроскопии на синхротронном источнике.

гировать друг с другом. Аналитические и компьютерные модели подобных реакций (назовем их *контактными*) исследовались в работах [1–5]. Пример такой реакции, когда тонкая МТ присоединяется к значительно более толстой, показан на рис. 1. Видно, что сразу после соединения толщина результирующей МТ уменьшается, а ее контраст ослабляется по сравнению с исходной толстой МТ.

Альтернативой контактным реакциям могут служить *бесконтактные* реакции, не требующие непосредственного контакта между МТ. В этом случае либо от одной из близких МТ отщепляется обычная дислокация, подходит к другой МТ и вступает в реакцию с содержащейся там дислокацией, либо сразу две дислокации отщепляются от своих МТ и реагируют между собой. Прямых экспериментальных подтверждений этого механизма пока не найдено, но имеются косвенные признаки, по которым можно судить, что такая реакция произошла. Например, на рис. 1 левая, изначально относительно толстая, МТ внезапно становит-

ся заметно тоньше, и ее контраст сильно ослабевает. Это можно объяснить отщеплением обычной дислокации и ее реакцией с правой толстой МТ. В результате величина вектора Бюргерса b левой МТ уменьшается, что вызывает уменьшение ее радиуса r по правилу Франка: $r \sim b^2$. В настоящей работе проводится теоретический анализ условий, необходимых для реализации бесконтактных реакций между МТ.

Сама возможность отщепления обычной дислокации от МТ на фронте роста кристалла детально анализировалась в рамках трехмерной модели [6]. Рассмотрим упрощенную двумерную модель бесконтактной реакции между двумя МТ с радиусами r_1 и r_2 , содержащими винтовые дислокации с векторами Бюргерса $\mathbf{b}_1$ и $\mathbf{b}_2$. Пусть от первой МТ отщепляется винтовая дислокация с вектором Бюргерса $\mathbf{b}_0$ (рис. 2). Расчет изменения энергии ΔW такой системы после отщепления показывает, что ΔW в первую очередь зависит от векторов Бюргерса супердислокаций (рис. 3). Наиболее выгоден процесс обмена дислокацией между МТ с максимальными по величине и противоположенными по направлению векторами Бюргерса. Однако для этого дислокация должна преодолеть энергетический барьер, максимум которого соответствует критическому расстоянию d_{c1} от центра первой МТ. В случае сонаправленных векторов Бюргерса решающее значение имеет их разность. Если $b_1 - b_2 < 3b_0$, то обмен дислокацией невозможен (тогда $\Delta W > 0$). В случае сонаправленных векторов Бюргерса на пути дислокации рядом со второй МТ возникает еще один энергетический барьер с максимумом в точке d_{c2} . Наличие двух барьеров приводит к возникновению равновесного положения дислокации между МТ.

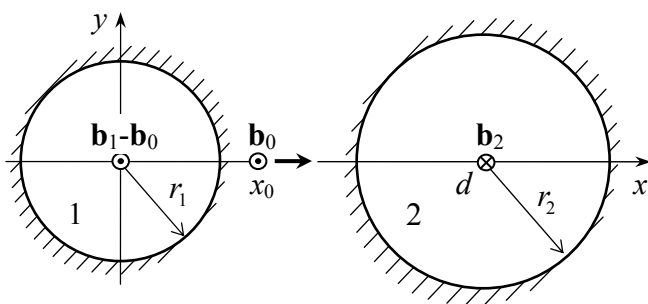


Рис. 2. Модель бесконтактной реакции между двумя МТ путем обмена винтовой дислокацией. Дислокация с вектором Бюргерса $\mathbf{b}_0$ отщепляется от МТ 1 и присоединяется к МТ 2. Здесь d – расстояние между осями МТ 1 и МТ 2.

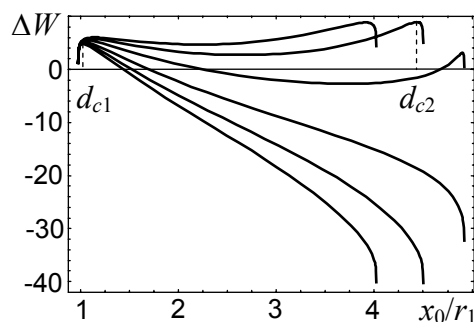


Рис. 3. Зависимость $\Delta W(x_0)$ для $\mathbf{b}_1 = 7\mathbf{b}_0$ и $\mathbf{b}_2 = (-7, -5, -2, 2, 5, 7)\mathbf{b}_0$ (снизу вверх). Значения энергии приведены в единицах $Gb_0^2/4\pi$, где G – модуль сдвига.

Экспериментальные наблюдения показывают, что в массивных кристаллах карбида кремния МТ группируются на границах включений других политипов, где они могут объединяться в микрополости [5,7]. Примером такой дефектной конфигурации может служить рис. 4. Для теоретического анализа этого явления была построена трехмерная модель упругого взаимодействия отдельной МТ с такими границами [7]. В качестве включения брали прямоугольный параллелепипед, обладающий собственной сдвиговой деформацией и расположенный у свободной поверхности растущего кристалла. Были найдены энергии и силы упругого взаимодействия дислокационных МТ с таким включением, и построена трехмерная модель релаксации упругих напряжений включения за счет осаждения МТ на его границах.

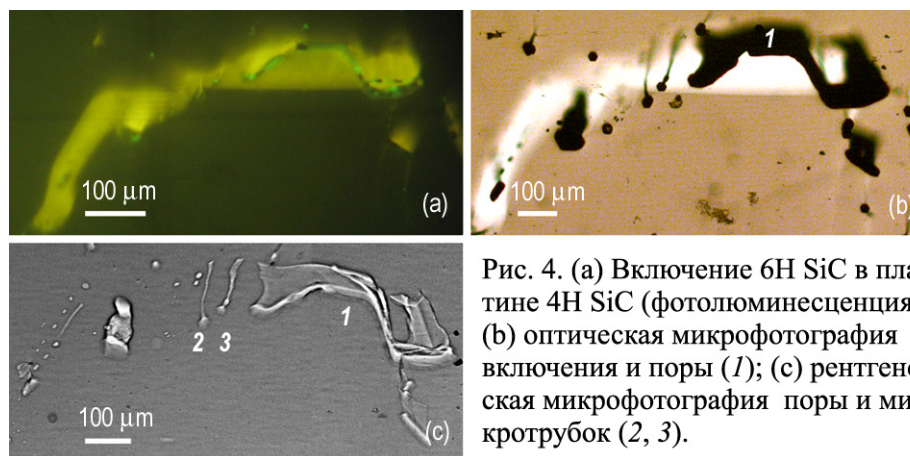


Рис. 4. (а) Включение 6H SiC в пластине 4H SiC (фотолюминесценция); (б) оптическая микрофотография включения и поры (1); (с) рентгеновская микрофотография поры и микротрубок (2, 3).

Развитием этой работы стала двумерная модель [8], строго учитывающая граничные условия на свободной цилиндрической поверхности МТ, взаимодействующей с включением в виде длинного параллелепипеда. Было показано, что МТ притягивается к границе включения и занимает равновесное положение либо на ребре включения, либо в центре одной из его граней, в зависимости от числа ненулевых компонент тензора собственной деформации включения.

В настоящей работе изучается коллективное взаимодействие двух МТ вблизи границ такого включения. На основе модели [8] предполагается, что одна из двух МТ первой подходит к границе включения и закрепляется на ней в положении устойчивого равновесия либо на ребре включения, либо в центре одной из его граней. Вторая МТ подходит к границе позже и «выбирает» свое равновесное положение в суммарном поле напряжений включения и первой (закрепленной) МТ. Показано, что если эти МТ содержат дислокации одного знака, то вторая (подвижная) МТ занимает положение равновесия на границе включения недалеко от первой МТ. Если же знаки противоположны, то вторая МТ занимает положение равновесия на противоположном ребре или на противоположной грани включения. При этом основное влияние на поведение МТ оказывает поле включения. Таким образом, доказано, что МТ могут группироваться на границах включения с перспективой их дальнейшего объединения в микрополости, прорастающие вдоль границы включения. Сделанное заключение полностью соответствует экспериментальным наблюдениям поведения МТ на границах включений в массивных монокристаллах карбида кремния, выполненным с помощью синхротронной рентгеновской фазовой радиографии и цветной фотолюминесценции [5,7].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 06-02-16244), Федерального агентства по науке и инновациям (грант Президента РФ МК-8340.2006.1) и Фонда содействия отечественной науке.

1. M.Yu. Gutkin, A.G. Sheinerman. Phys. stat. sol. (b) **231** (2002) 356.
2. M.Yu. Gutkin, A.G. Sheinerman, T.S. Argunova, J.H. Je, H.S. Kang, Y. Hwu, W.-L. Tsai. J. Appl. Phys. **92** (2002) 889.
3. M.Yu. Gutkin, A.G. Sheinerman, T.S. Argunova, E.N. Mokhov, J.H. Je, Y. Hwu, W.-L. Tsai, G. Margaritondo. Appl. Phys. Lett. **83** (2003) 2157.
4. M.Yu. Gutkin, A.G. Sheinerman, T.S. Argunova, E.N. Mokhov, J.H. Je, Y. Hwu, W.-L. Tsai, G. Margaritondo. J. Appl. Phys. **94** (2003) 7076.
5. Т.С. Аргунова, М.Ю. Гуткин, А.Г. Шейнерман, Е.Н. Мохов, J.H. Je, Y. Hwu. Поверхность №8 (2005) 59.
6. M.Yu. Gutkin, A.G. Sheinerman. Phys. stat. sol. (b) **241** (2004) 1810.
7. M.Yu. Gutkin, A.G. Sheinerman, T.S. Argunova, J.M. Yi, M.U. Kim, J.H. Je, S.S. Nagalyuk, E.N. Mokhov, G. Margaritondo, Y. Hwu. J. Appl. Phys. **100** (2006) 093518.
8. M.Yu. Gutkin, A.G. Sheinerman, T.S. Argunova, E.N. Mokhov. Phys. stat. sol. (c), in press.

ВИНТОВЫЕ ДИСЛОКАЦИИ В УПРУГОНЕОДНОРОДНЫХ НАНОПРОВОЛОКАХ И ПОЛЫХ НАНОТРУБКАХ

Гуткин М. Ю., Шейнерман А. Г.

*Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург,
gutkin@def.ipme.ru*

Последнее десятилетие отмечено ростом интереса к нанотрубкам и нанопроволокам, область применения которых простирается от электроники до конструкционных материалов. Известно, что нанотрубки и нанопроволоки могут содержать дефекты структуры, способные оказывать определяющее влияние на их электронные свойства. Различные типы дефектов (краевые дислокации, клиновые дисклинации и дислокационные петли) можно наблюдать в нанотрубках и двухфазных нанопроволоках [1]. Цель настоящей работы – решение граничной задачи теории упругости о прямолинейной винтовой дислокации в стенке бесконечного упругоизотропного двухфазного цилиндра и использование этого решения для изучения упругого поведения дислокации в двухфазной нанопроволоке и в стенке полый нанотрубки.

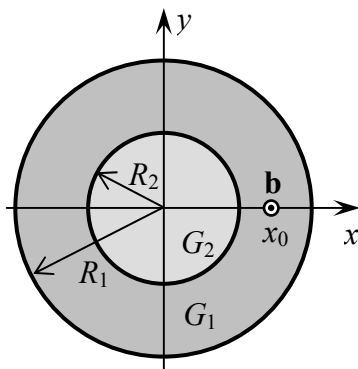


Рис. 1. Винтовая дислокация в двухфазной нанопроволоке.

Рассмотрим бесконечную двухфазную нанопроволоку, состоящую из сердечника радиусом R_2 и оболочки с внешним радиусом R_1 (рис. 1). Будем считать, что оболочка и сердечник упругоизотропны и имеют соответственно модули сдвига G_1 и G_2 . Пусть в оболочке параллельно оси нанопроволоки расположена винтовая дислокация, проходящая через точку $(x_0, 0)$. Для расчета поля напряжений винтовой дислокации в такой системе используем метод бесконечных рядов дислокаций изображения, применявшийся ранее для решения задач о винтовой дислокации в среде с цилиндрическими включениями [2] и в теле с двумя цилиндрическими порами, одна из которых и содержала эту дислокацию [3]. В рамках этого метода поле напряжений винтовой дислокации, залегающей в оболочке двухфазной нанопроволоки, ищется в виде суммы поля напряжений такой дислокации в бесконечной среде, содержащей цилиндрическую неоднородность (сердечник), и поля напряжений, создаваемого в бесконечной среде бесконечным рядом виртуальных винтовых дислокаций (дислокаций изображения). Виртуальные дислокации располагаются внутри и снаружи нанопроволоки на оси x и обеспечивают выполнение граничных условий на межфазной границе и на свободной поверхности. Искомое поле напряжений в оболочке и сердечнике обозначим соответственно $\sigma_{ij}^{(1)}$ и $\sigma_{ij}^{(2)}$. Ненулевые компоненты этого поля могут быть записаны в виде:

ищется в виде суммы поля напряжений такой дислокации в бесконечной среде, содержащей цилиндрическую неоднородность (сердечник), и поля напряжений, создаваемого в бесконечной среде бесконечным рядом виртуальных винтовых дислокаций (дислокаций изображения). Виртуальные дислокации располагаются внутри и снаружи нанопроволоки на оси x и обеспечивают выполнение граничных условий на межфазной границе и на свободной поверхности. Искомое поле напряжений в оболочке и сердечнике обозначим соответственно $\sigma_{ij}^{(1)}$ и $\sigma_{ij}^{(2)}$. Ненулевые компоненты этого поля могут быть записаны в виде:

$$\sigma_{xz}^{(1)} = -\frac{G_1 b}{2\pi} y \left\{ \frac{1}{(x-x_0)^2 + y^2} - \frac{1+K}{(1-K) \left[(x-R_1^2/x_0)^2 + y^2 \right]} \right. \\ \left. + K \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{1}{(x-R_1^2 q^{2n}/x_0)^2 + y^2} - \frac{1}{(x-x_0 q^{-2n})^2 + y^2} + \frac{1+K}{(1-K)(x^2 + y^2)} \right] \right\}$$

$$+\frac{2}{1-K}\left\{\frac{1}{(x-R_2^2q^{-2n}/x_0)^2+y^2}-\frac{1}{(x-x_0q^{2n})^2+y^2}\right\}\Bigg\}, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{yz}^{(1)} = & \frac{G_1b}{2\pi} \left\{ \frac{x-x_0}{(x-x_0)^2+y^2} - \frac{1+K}{1-K} \frac{x-R_1^2/x_0}{(x-R_1^2/x_0)^2+y^2} \right. \\ & + K \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{x-R_1^2q^{2n}/x_0}{(x-R_1^2q^{2n}/x_0)^2+y^2} - \frac{x-x_0q^{-2n}}{(x-x_0q^{-2n})^2+y^2} + \frac{1+K}{1-K} \frac{x}{x^2+y^2} \right. \\ & \left. \left. + \frac{2}{1-K} \left(\frac{x-R_2^2q^{-2n}/x_0}{(x-R_2^2q^{-2n}/x_0)^2+y^2} - \frac{x-x_0q^{2n}}{(x-x_0q^{2n})^2+y^2} \right) \right] \right\}, \quad (2) \end{aligned}$$

$$\sigma_{xz}^{(2)} = -\frac{G_2b}{2\pi} y \left\{ \frac{1-K}{(x-x_0)^2+y^2} - \frac{1}{(x-R_1^2/x_0)^2+y^2} \right\}, \quad (3)$$

$$\sigma_{yz}^{(2)} = \frac{G_2b}{2\pi} \left\{ (1-K) \frac{x-x_0}{(x-x_0)^2+y^2} - \frac{x-R_1^2/x_0}{(x-R_1^2/x_0)^2+y^2} \right\}, \quad (4)$$

где $q = R_2 / R_1$ и $K = (G_2 - G_1) / (G_2 + G_1)$. Полагая в формулах (1) и (2) $G_2 = 0$ (и следовательно, $K = -1$), можно от двухфазной нанопроволоки перейти к случаю полой нанотрубки. Таким образом, поле напряжений σ_{ij}^{nt} , создаваемое винтовой дислокацией, расположенной в стенке полой нанотрубки, имеет вид: $\sigma_{ij}^{nt} = \sigma_{ij}^{(1)}|_{K=-1}$.

Решение в форме (1)–(4) удобно для численного анализа полей напряжений. Например, на рис. 2 представлена карта распределения напряжения σ_{xz} от винтовой дислокации, проходящей через точку $(x = 30b, y = 0)$ в стенке полой нанотрубки с внутренним радиусом $15b$ и внешним радиусом $50b$. Видно, что свободные поверхности нанотрубки сильно экранируют поле напряжений дислокации и приводят к знакопеременному характеру распределения этой компоненты вдоль оси x в полосе между внутренней поверхностью нанотрубки ($x = 15b$) и линией дислокации ($x = 30b$), а также вызывают концентрацию напряжений на внутренней поверхности вблизи точек $(x \approx -4b, y \approx \pm 14b)$ и $(x \approx 13b, y \approx \pm 5b)$.

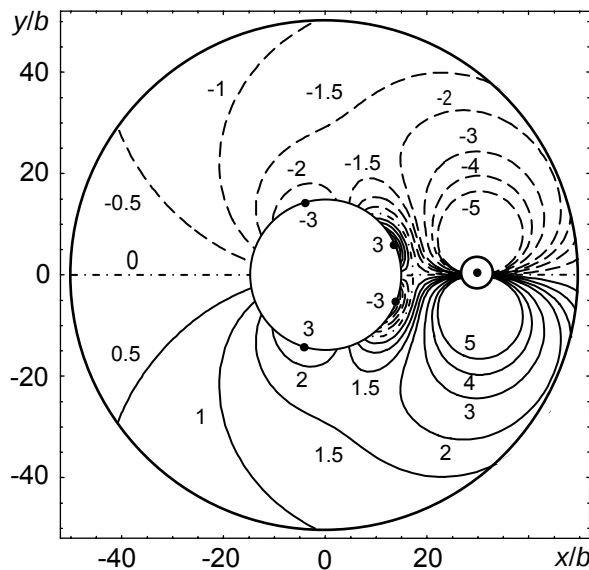


Рис. 2. Карта распределения компоненты поля напряжений $\sigma_{xz}^{nt}(x, y)$ винтовой дислокации, проходящей через точку $(x = 30b, y = 0)$ в стенке нанотрубки с внутренним радиусом $R_2 = 15b$ и внешним радиусом $R_1 = 50b$. Значения напряжений даны в единицах $G/(200\pi)$.

Выражения для поля напряжений дислокации, залегающей в оболочке двухфазной нанопроволоки или в стенке полой нанотрубки, позволяют легко вычислить ее энергию и силу, действующую на нее со стороны свободной поверхности и межфазной границы (в случае двухфазной нанопроволоки) или внешней и внутренней свободных поверхностей (в случае полой нанотрубки). Анализ энергии дислокации в стенке полой нанотрубки (рис. 3а) и силы, действующей на такую дислокацию (рис. 3б), показал, что в стенке нанотрубки дислокация имеет единственное положение неустойчивого равновесия, при смещении из которого она притягивается к свободным поверхностям. Это положение всегда смещено к внутренней поверхности нанотрубки. По мере увеличения радиуса внутренней полости энергия дислокации уменьшается, а положение ее равновесия смещается к наружной поверхности нанотрубки, доходя в предельном случае плоской пластины до ее середины.

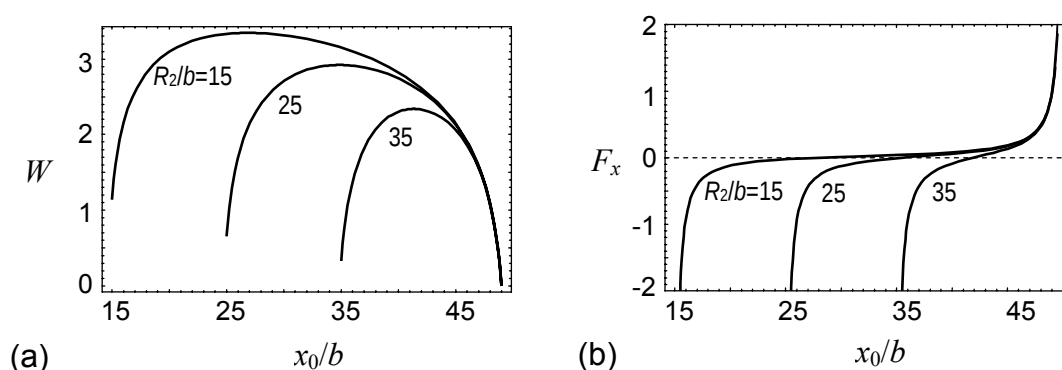


Рис. 3. Зависимости упругой энергии W винтовой дислокации (а) и силы F_x , действующей на дислокацию со стороны свободных поверхностей нанотрубки (б), от положения дислокации x_0/b в стенке нанотрубки с внешним радиусом $R_1 = 50b$ при различных значениях внутреннего радиуса нанотрубки R_2 . Значения энергии W и силы F_x даны соответственно в единицах $Gb^2/(4\pi)$ и $Gb/(2\pi)$.

Вблизи свободных поверхностей нанотрубки сила изображения F_x достигает очень большой величины. Например, при $R_2 = 15b$ на расстоянии $5b$ от внутренней поверхности F_x оказывается порядка $Gb/60$, а на таком же расстоянии от внешней поверхности – порядка $Gb/30$. Это равносильно тому, что на дислокацию действует в первом случае сдвиговое напряжение порядка $G/60$, а во втором – порядка $G/30$. Такие высокие значения указывают на то, что дислокация должна испытывать очень сильное воздействие со стороны свободных поверхностей нанотрубки, причем в данном случае (при $R_1 = 50b$ и $R_2 = 15b$) притяжение к наружной поверхности нанотрубки примерно в 2 раза сильнее, чем к ее внутренней поверхности.

Полученные решения могут использоваться для разработки моделей эволюции дислокационной структуры в нанопроволоках и нанотрубках, в частности, для анализа критических условий зарождения винтовых дислокаций в нанопроволоках и нанотрубках или очистки этих наноструктур от дислокаций.

Работа выполнена при поддержке Федерального агентства по науке и инновациям (грант Президента РФ МК-8340.2006.1) и Фонда содействия отечественной науке.

1. Nanotechnology: Dec. 10, 2005 (<http://www.physorg.com/news8947.html>).
2. G.P. Sendekyj. Phys. Stat. Sol. (a) **3**, 529 (1970).
3. M.Yu. Gutkin and A.G. Sheinerman. Phys. stat. sol. (b) **231**, 356 (2002).

СКАЧКИ СВЕРХПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ СПЛАВА АМг5

Шибков А. А., Желтов М. А., Шуклинов А. В., Золотов А. Е., Михлик Д. В.,
Лебедин М. А.*

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

**Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка*

shibkov@tsu.tmb.ru

Скачкообразная пластическая деформация проявляется как сбросы нагрузки («зубцы») на кривых напряжение–деформация при деформировании с постоянной скоростью ($\dot{\epsilon}_0 = const$) в жесткой испытательной машине (низкотемпературная скачкообразная деформация металлов [1] и эффект Портевена–Ле Шателье [2], наблюдаемый при «умеренных» температурах порядка и выше дебаевской), а также в виде повторяющихся скачков деформации при испытаниях в мягких деформационных машинах в условиях ползучести $\dot{\sigma}_0 = const$ («лестничная» ползучесть) и при активном нагружении с постоянной скоростью $\dot{\sigma}_0 = const$ (эффект Савара–Массона [3]). Несмотря на сходство макроскопических проявлений, скачкообразная деформация может быть связана с различными микроскопическими механизмами. До настоящего времени наиболее подробно исследован эффект, обусловленный динамическим деформационным старением дислокаций [4–6]. Настоящая работа посвящена малоизученному эффекту прерывистого течения при высокотемпературной деформации сверхпластичных материалов.

Редкие повторяющиеся «зубцы» на кривых напряжение–деформация наблюдали Лайнер и др. [7] при деформировании крупнозернистой чистой меди (99,994 %) с постоянной скоростью $\dot{\epsilon}_0 \approx 10^{-5} - 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ в условиях сверхпластичности в температурном интервале 600–1000 °С. Сбросы нагрузки, следовавшие через 7–10 мин при $\dot{\epsilon}_0 = 1,1 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ и через 1–1,5 ч при $\dot{\epsilon}_0 = 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$, были объяснены с позиции цикличности процесса полной рекристаллизации образца, при которой каждый «зубец» соответствует циклу «деформационное упрочнение–рекристаллизация» [7–9]. Быстрые осцилляции нагрузки в ходе деформирования сверхпластичных материалов с постоянной скоростью наблюдали в работах [10–14]. Авторы [10] предположили, что каждое колебание напряжения связано с формированием и расширением диффузной шейки. Динамическая локализация макродеформации в виде «бегающей» шейки считается одним из необходимых условий сверхпластической деформации.

В работе [13] при деформировании сплава АА7475 в интервале скоростей от $5 \cdot 10^{-3}$ до 10^{-2} с^{-1} и температурах 482 °С и 516 °С обнаружены быстрые осцилляции нагрузки. В работе [14] изучали осцилляции нагрузки при растяжении сплавов Al–Li и Al–Mg при температуре выше 500 °С и скорости деформирования $\dot{\epsilon}_0 < 10^{-2} \text{ с}^{-1}$. Авторы заключили, что скачки нагрузки являются артефактом, связанным с осцилляциями мгновенной скорости траверсы деформирующей машины при сравнительно низких нагрузках, свойственных деформированию сверхпластичных материалов. Аналогичный вывод сделан в работе [12], в которой исследовали шумы испытательной «жесткой» машины и установили, что скачки нагрузки, наблюдавшиеся при сверхпластической деформации сплава АА5083, были результатом нестационарной работы цифрового генератора контура обратной связи в цепи управления сервогидравлической испытательной машиной. Таким образом, вопрос о прерывистом сверхпластическом течении материалов остается открытым. Исследование его механиз-

мов представляется важным для выяснения физической природы сверхпластичного состояния.

Цель настоящей работы заключалась в регистрации скачкообразной составляющей сверхпластической деформации типичного сверхпластичного материала – сплава АМг5 – и исследование ее спектральных характеристик и статистических свойств, отражающих корреляцию деформационных процессов при сверхпластичности. Нестационарные аспекты пластического течения удобнее исследовать при растяжении в мягкой машине, так как при этом информацию о развитии пластической неустойчивости можно получить прямым измерением нестационарной деформации $\varepsilon(t)$. Образцы промышленного сплава АМг5 (4,8% Mg, 0,5% Mn, средний размер зерна 10 мкм) имели форму двухсторонних лопаток с рабочей частью размером $6 \times 3 \times 1,2$ мм. Растяжение образцов проводили с постоянной скоростью нагружения в мягкой испытательной машине, аналогичной описанной в работе [15]. Верхний захват машины был жестко связан с базой, а нижний – с системой нагружения (сосудом, в который поступала вода с заданным постоянным расходом). Кривую нагружения строили методом видеосъемки движения стрелки индикатора смещения с точностью 5 мкм и временным разрешением 40 мс. Скачкообразную составляющую в полосе частот 1–300 Гц измеряли с помощью емкостного датчика смещения. Емкостный датчик был выполнен в виде цилиндрического конденсатора с неподвижным внешним цилиндром и подвижным (соединенным со штоком машины) внутренним цилиндром. На внутренний цилиндр подавалось постоянное напряжение, которое в зависимости от требуемой чувствительности может варьироваться от 10 до 300 В. Внешний цилиндр соединялся со входом высокоомного широкополосного (импульсного) усилителя с полосой пропускания $1-10^6$ Гц.

Результаты предварительных экспериментов показали, что при нагружении образцов АМг5 с постоянной скоростью роста напряжения $\dot{\sigma}_0 = const$, которую варьировали от 1 до 20 кПа/с, в температурном интервале 500–560 °С относительное удлинение до разрушения составляет $\delta_p = 110-300$ %, что является одним из основных признаков сверхпластичности.

На рис. 1 представлен пример синхронной записи кривой нагружения и сигнала емкостного датчика смещения в условиях сверхпластической деформации сплава АМг5 при температуре 560 °С. Анализ этих кривых показывает, что каждому скачку сверхпластической деформации соответствует импульсный сигнал емкостного датчика, который таким образом, позволяет выделять и исследовать скачкообразную составляющую сверхпластической деформации в полосе 1–300 Гц. Нижняя частота определяется входным импедансом предусилителя, а верхняя – инерционными свойствами испытательной машины. Чувствительность к смещению определяется напряжением и конструктивными особенностями датчика и при напряжении 100 В составляла около 0,1 мкм.

На рис. 1 для наглядности выделен участок явно выраженной скачкообразной деформации. Скачки имеют вид ступеней на монотонно возрастающей зависимости $\varepsilon(t)$. Максимальная зарегистрированная амплитуда скачка составила $\Delta\varepsilon_m = 1,1$ %, а средняя амплитуда скачка $\langle \Delta\varepsilon \rangle \approx 0,5$ %. Характерная длительность фронта скачка t_{fr} находится в интервале от 40 до 300–500 мс, а мгновенная скорость деформации на фронте скачка примерно в 10–30 раз превышает скорость монотонной составляющей на соответствующем участке кривой нагружения. Следует отметить, что наблюдаемый интервал t_{fr} находится вдали от периодов собственных колебаний системы машина–образец, поэтому обнаруженные скачки деформации не связаны с шумами машины, а отражают нестационарные скачкообразные процессы пластической деформации сплава АМг5 в условиях высокотемпературной деформации.

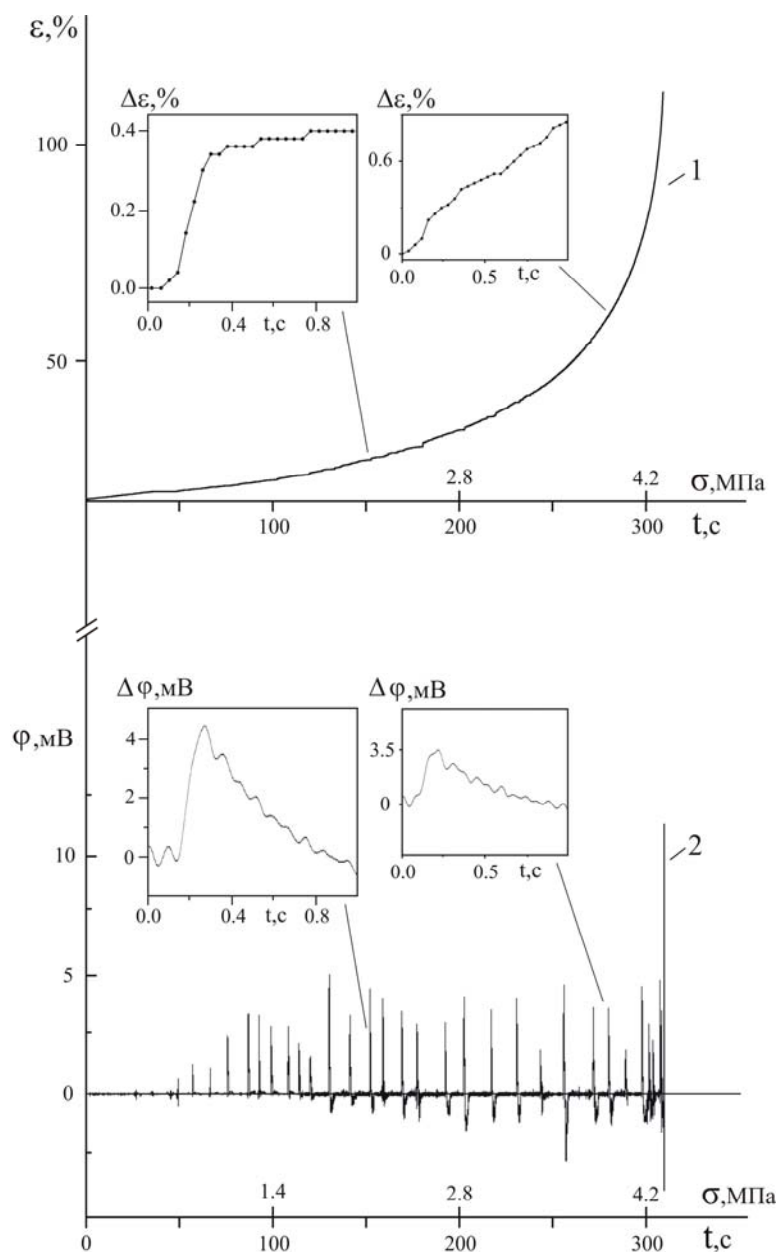


Рис. 1. Синхронная запись кривой нагружения (1) и сигнала емкостного датчика смещения (2) в условиях сверхпластической деформации сплава АМг5 при 560 °С. $\dot{\sigma}_0 = 12.5$ кПа/с.

Можно предположить, что скачки сверхпластической деформации обусловлены чередованием процессов закрепления и открепления носителей сверхпластической деформации. Однако открепления дислокаций в масштабах одного или нескольких зерен (например, отрыв зернограницных дислокаций от примесных атомов) не достаточно для объяснения скачков сверхпластической деформации с амплитудой $\sim 0,5\%$. Для этого необходимо допустить согласованные во времени и пространстве процессы открепления и скольжения в очень большом количестве зерен, что, по существу, аналогично механизму, согласно которому сверхпластическая деформация осуществляется системой макросдвигов вдоль полос кооперативного зернограницного проскальзывания [16–21].

Полученные результаты, в целом, согласуются с работой [22], в которой обнаружена и исследована скачкообразная сверхпластическая деформация сплава АМг6. Спектральный и фрактальный анализ скачкообразной составляющей сверхпластической деформации позволили установить, что она не является случайным процессом. В частности, спектр мощности, рассчитанный по всей кривой деформации, близок к спектру фликкер-шума, обратно пропорциональному квадрату частоты, что свидетельствует о ближней корреляции событий. В то же время, на отдельных временных

отрезках соответствующий показатель степени снижается до значения 1,5, что свидетельствует об увеличении характерного времени корреляции.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 04-02-16143, № 07-02-00039) и гранта Президента РФ (№ МК-4627.2006.2).

Список литературы

1. Клявин О.В. Физика пластичности кристаллов при гелиевых температурах. М.: Наука. 1987. 255 с.
2. Portevin A., Le Chatelier F. // Transactions of American Soc. for steels treating. 1924. № 5. P. 457.
3. Белл Дж.Ф. Экспериментальные основы механики деформируемых твердых тел. Ч. 2. М.: Наука. 1984. 431 с.
4. McCormick P.G. // Acta Metall. 1988. V. 36 № 12. P. 3061.
5. Van den Beukel A., Kocks U.F. // Acta Metall. 1982. V. 30. P. 1027.
6. Estrin Y., Kubin L.P. // J. Mech. Behavior Mater. 1989. V.2. P.255.
7. Лайнер Д.И., Цыпин М.И., Новиков А.В. и др. // ДАН СССР. 1973. Т. 209. № 1. С. 80.
8. Лайнер Д.И., Цыпин М.И., Афонин М.П. // ДАН СССР. 1974. Т. 217. № 4. С. 816.
9. Лихачев В.А., Мышляев М.М., Сеньков О.Н. // ФММ. 1987. Т. 63. № 6. С. 1045.
10. Arieli A., Rosen A. // Scripta Metall. 1976. V. 10. P. 809.
11. Yang H.S., Mukherjee A.K., Robets W.T. // Scripta Met. et Mat. 1992. V. 26. № 7. P. 1131.
12. Khaleel M.A., Smith M.T., Pitmara S.G. // Scripta Materiala. 1997. V. 37. № 12. P. 1909.
13. Hamilton C.H., Bampton C.C., Paton N.E. Supreplastic forming of structural alloys. N.E. Patton, ed., AIME, Warrendale, PA. 1982. P. 173.
14. Li F., Blackwell. // Metallurgical Transactions A. 1992. V. 23A. P. 2667.
15. Шибков А.А., Лебедкин М.А., Желтов М.А. и др. // Зав. лабор. 2005. № 7. Т. 71. С. 20.
16. Astanin V.V., Kaibyshev O.A., Faizova S.N. // Scripta Metall. 1991. V. 25. № 12. P. 2663.
17. Astanin V.V., Kaibyshev O.A., Faizova S.N. // Acta Metall. Mater. 1994. V. 42. № 8. P. 2617.
18. Zelin M.G., Krasilnikov N.A., Valiev R.Z. et. al. // Acta Metall. Mater. 1994. V. 42. № 1. P. 119.
19. Zelin M.G., Mukherjee A.K. // Acta Metall. Mater. 1995. V. 43. № 6. P. 2359.
20. Астанин В.В., Кайбышев О.А., Пшеничнюк А.И. // ФММ. 1997. Т. 84. № 6. С. 5.
21. Пшеничнюк А.И., Кайбышев О.А., Астанин В.В. // ФТТ. 1997. Т. 39. № 12. С. 2179.
22. Шибков А.А., Желтов М.А., Шуклинов А.В. // Деформация и разрушение материалов. 2007. № 1. С. 21.

УДК 539.37:539.221

СОБСТВЕННОЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КОНТАКТА ЛЕД-МЕТАЛЛ

Шибков А. А., Желтов М. А., Шуклинов А. В., Золотов А. Е., Михлик Д. В.

Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина, Тамбов,
shibkov@tsu.tmb.ru

Исследование контакта лед–металл ранее проводилось, в основном, в контексте понимания электрофизических свойств контакта, в частности, его проводимости с учетом наличия квазжидкого слоя [1, 2]. В настоящей работе впервые обнаружено, что пара «лед–металл» является источником собственного электромагнитного излучения при развитии неустойчивости пластического течения деформируемой металлической подложки. В качестве материала подложки были выбраны сплавы АМг3, АМг5 и АМг6. Промышленные алюминий-магнелиевые сплавы с содержанием маг-

ния 2–6 %, широко используемые в автомобильной, авиационной технике и судостроении демонстрируют скачкообразный характер пластической деформации (эффект Савара–Массона при $\dot{\sigma}_0 = \text{const}$ [3] и эффект Портевена–Ле Шателье при $\dot{\varepsilon}_0 = \text{const}$ [4]). Образцы алюминиево-магниевого сплава, покрытого тонким слоем льда, деформировали одноосным растяжением с постоянной скоростью возрастания нагрузки в мягкой деформационной машине, описанной в [5].

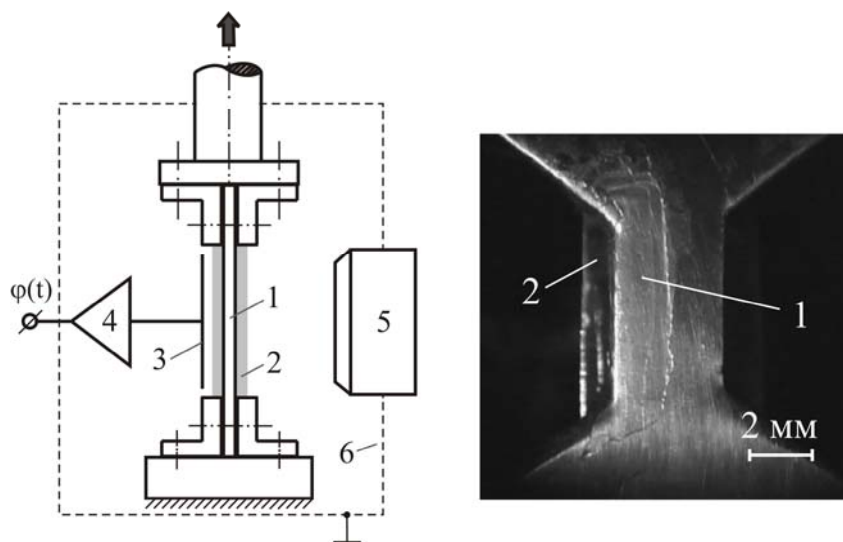


Рис. 1. Схема регистрации электромагнитной эмиссии при деформировании металлического образца, покрытого слоем льда. 1 – плоский образец сплава Al–Mg, 2 – слой льда толщиной 0,2 мм, 3 – плоский емкостный зонд, 4 – высокоомный широкополосный предусилитель, 5 – видеокамера, 6 – экран из железа армо. На вставке – фотография образца: 1 – слой льда, 2 – емкостный зонд.

Потенциал нестационарного электрического поля вблизи поверхности льда – сигнал электромагнитной эмиссии – измеряли с помощью плоского емкостного зонда (рис. 1) по методике, описанной в [6]. Канал регистрации электрического сигнала состоял из высокоомного широкополосного предусилителя (полоса пропускания 10^0 – 10^6 Гц), аналого-цифрового преобразователя и компьютера. Противоположная поверхность образца видеофильмовалась для исследования связи временной структуры сигнала с особенностями деформирования и разрушения ледяной корки. В ряде экспериментов для выявления связи между распространяющимися полосами деформации на поверхности металла на фронте скачков пластической деформации [7] и кинетикой деформации льда и отслаивания его от металлической подложки, последняя покрывалась слоем льда частично (см. вставку на рис. 1).

Нами установлено, что каждый скачок пластической деформации исследуемых сплавов, покрытых слоем льда, сопровождается генерированием характерного сигнала электромагнитной эмиссии (рис. 2). Фронт отдельного сигнала электромагнитной эмиссии, как правило, содержит временные нерегулярности, которые, как установлено, обусловлены распространяющимися полосами деформации на поверхности алюминиево-магниевого сплава. Источниками электромагнитного сигнала могут быть зарождение и нестационарное движение заряженных дислокаций во льде [8], распространяющихся трещин, электрически активных вследствие псевдопьезоэлектрического эффекта [9], эффекты отслаивания и трения.

Полученные результаты могут быть использованы для разработки методов выявления и контроля динамических дефектов на поверхности металла в условиях оледенения.

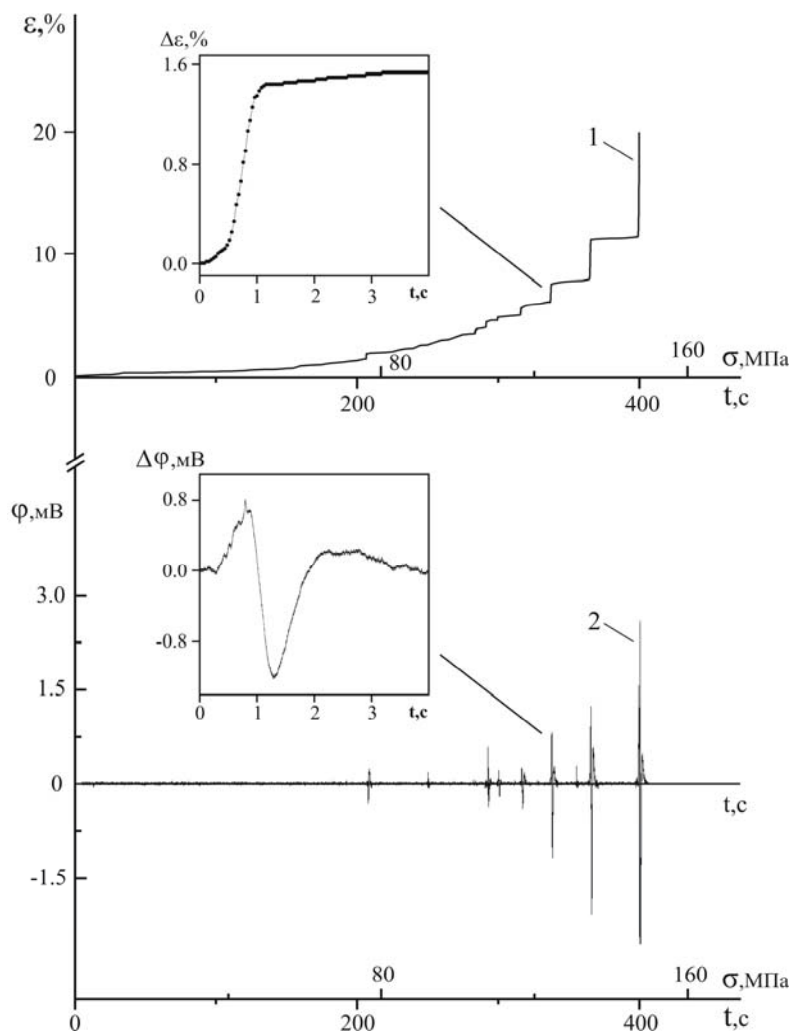


Рис. 2. Кривая нагружения в мягкой деформационной машине сплава АМгЗ (1) и сигнал электромагнитной эмиссии (2). Слой льда толщиной 0.2 мм. Температура -15°C . Скорость нагружения $\dot{\sigma}_0 = 0.37 \text{ МПа/с}$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 04-02-16143, № 07-02-00039) и гранта Президента РФ (№ МК-4627.2006.2).

Список литературы

1. Petrenko V.F., Schulson E.M. // Phil. Mag. 1992. V. 66. № 3. P. 341.
2. Рыжкин И.А., Петренко В.Ф. // ЖЭТФ. Т. 125. № 2. С. 364.
3. Белл Дж.Ф. Экспериментальные основы механики деформируемых твердых тел. Ч. 2. М.: Наука. 1984. 431 с.
4. Portevin A., Le Chatelier F. // Transactions of American Soc. for steels treating. 1924. № 5. P. 457.
5. Шибков А.А., Лебедкин М.А., Желтов М.А. и др. // Заводская лаборатория. 2005. № 7. Т. 71. С. 20.
6. Шибков А.А., Желтов М.А., Скворцов В.В. и др. // Кристаллография. 2005. Т. 50. № 6. С. 1073.
7. Шибков А.А., Кольцов Р.Ю., Желтов М.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2006 Т. 70. № 9. С. 1372.
8. Шибков А.А., Кольцов Р.Ю., Желтов М.А. // Кристаллография. 2006. Т. 51. № 1. С. 104.
9. Fifolt D.A., Petrenko V.F., Schulson E.M. // Phil. Mag. 1993. V. 67. № 3. P. 289.

ДИНАМИКА И СТАТИСТИКА ДИСЛОКАЦИОННЫХ ЛАВИН И ТРЕЩИН В ДЕФОРМИРУЕМОМ ЛЬДЕ

Шибков А. А., Желтов М. А., Шуклинов А. В., Золотов А. Е.

Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина, Тамбов
shibkov@tsu.tmb.ru

В [1, 2] установлено, что деформирование льда сопровождается генерированием дискретной электромагнитной эмиссии (ЭМЭ). Сигнал ЭМЭ представляет собой суперпозицию «элементарных» сигналов – импульсов I и II типа, отображающих динамику различных процессов структурной релаксации на мезоскопическом уровне – распространяющихся дислокационных скоплений и трещин. Составлен «альбом ЭМЭ-отображений», позволяющий контролировать *in situ* эволюцию популяций определенного вида (полос скольжения, консервативных скоплений, микро- и макротрещин) [1] и проводить их статистический и динамический анализ. В частности, сигналы I типа, как установлено, содержат информацию о неустойчивой динамике формирования структуры льда на мезоскопическом уровне и могут быть полезным инструментом статистической обработки дислокационной мезодинамики.

На рис. 1 представлены типичные гистограммы амплитуд импульсов I типа на различных стадиях деформирования с постоянной начальной скоростью роста напряжения $\dot{\sigma}_0 = \text{const}$ (5 кПа/с) образца поликристаллического льда размерами $12 \times 18 \times 30$ мм³. При сравнительно небольших степенях деформации (до $\varepsilon \approx 2\%$) наблюдается обычно колоколообразная гистограмма (рис. 1а), а с ростом деформации ($\varepsilon \geq 3\%$) наблюдается тенденция изменения формы гистограммы к гиперболической. Из рис. 1б видно, что в области больших степеней деформации $6 < \varepsilon < 9\% \approx \delta_p$ (где δ_p – предельная деформация), функция распределения $D(s)$ нормированных амплитуд электрических сигналов I типа в двойных логарифмических координатах имеет вид линейной зависимости (см. вставку на рис. 1б) с тангенсом угла наклона, равным 1.16. Это означает, что функция распределения подчиняется степенному закону $D(s) \sim s^{-\tau}$ с показателем степени $\tau = 1.16$. Степенная статистика с показателем $\tau \sim 1$ является, как известно, признаком состояния самоорганизующейся критичности (СОК) [3].

Таким образом, статистический анализ массива импульсов ЭМЭ I типа показывает, что с ростом деформации статистика дислокационных лавин постепенно эволюционирует от хаотической, с почти гауссовым распределением скачков-лавины, к «критической», со степенным законом распределения, что свидетельствует о возникновении далекодействующих корреляций дислокационной мезодинамики деформируемого поликристаллического льда.

Обнаружен и исследован электромагнитный сигнал – предвестник макроразрушения поликристаллического льда. Сигнал-предвестник представляет собой пачку ЭМЭ-импульсов II типа (связанных с образованием и развитием микротрещин в основном по границам зерен), характеризуемую степенными функциями распределения амплитуд и пауз, а также фликкер-шумовой структурой его частотного спектра (рис. 2), что является свидетельством состояния СОК. Другим признаком СОК является пространственно-временная монофрактальность системы, что соответствует «потере» ее характерного масштаба. На рис. 4г представлена зависимость от времени локального показателя Херста. Степень мультифрактальности оценивали по раз-

маху локального показателя Херста $H_{max} - H_{min} \approx 0,1$, что составляет около 11% среднего значения $\bar{H} = 0,843$. Сигнал ЭМЭ, как видно, имеет почти монофрактальный характер с относительно невысокой степенью мультифрактальности. Отметим здесь, что для случайного процесса $\beta=0$ (белый шум) и $H=0,5$.

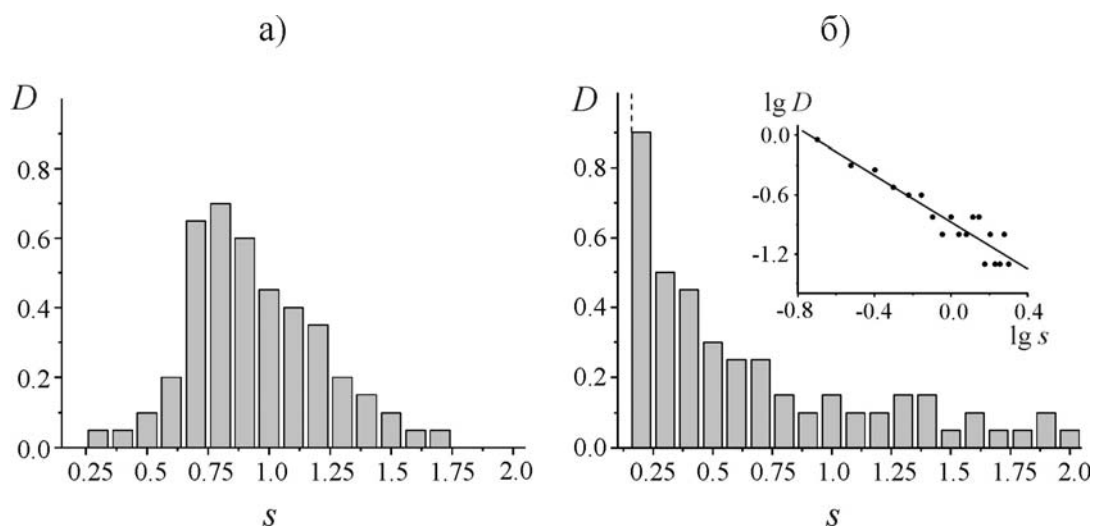


Рис. 1. Плотность распределения $D(s)$ нормированных амплитуд импульсов ЭМЭ I типа на разных стадиях деформирования при 250 К поликристаллического льда: а – $\varepsilon < 2\%$, б – $6 < \varepsilon < 9\%$. Здесь $D(s) = N^{-1} \delta N / \delta s$, $s = \varphi_m / \bar{\varphi}_m$ – нормированная амплитуда. Скорость нагружения $\dot{\sigma}_0 = 5$ кПа/с. Штриховой линией отмечена чувствительность измерения сигнала (20 мкВ).

По основным признакам СОК рассматриваемый сигнал ЭМЭ представляет собой отображение на одну степень свободы динамической диссипативной системы, спонтанно эволюционирующей в состояние самоорганизующейся критичности. Согласно видеонаблюдениям, этому сигналу соответствует лавинообразный процесс зарождения и распространения большого количества несоприкасающихся трещин (расположенных, в основном, по границам зерен, реже – пересекающих объем зерна), образующих сложную пространственную структуру в виде сетки. Такой процесс можно рассматривать как «микроземлетрясение» ледяного образца не только по внешним признакам, но и по таким же (как при обычных землетрясениях) степенным зависимостям амплитуд событий и пауз между ними.

Обнаруженная впервые самоорганизующаяся критичность: а) в массиве импульсов ЭМЭ I типа свидетельствует о «долговременной», эволюционной самоорганизации (на протяжении всего времени деформирования) дислокационной динамики на уровне полос скольжения (мезоуровень); б) в массиве импульсов ЭМЭ II типа свидетельствует о скоррелированной динамике мезотрещин в основном по границам зерен. СОК в пачке импульсов II типа («кратковременная» самоорганизация пространственной сетки мезотрещин) является признаком приближающейся «катастрофы» – развития магистральной трещины, поэтому сигнал в виде монофрактальной пачки импульсов ЭМЭ II типа, характеризуемой СОК, является наиболее вероятным электромагнитным предвестником макроразрушения поликристаллического льда.

Полученные результаты могут представлять ценность при анализе электромагнитных сигналов – предвестников природных катастрофических явлений, связанных с нестационарной динамикой больших масс льда и снега: срыв ледников, снежных лавин и т.д.

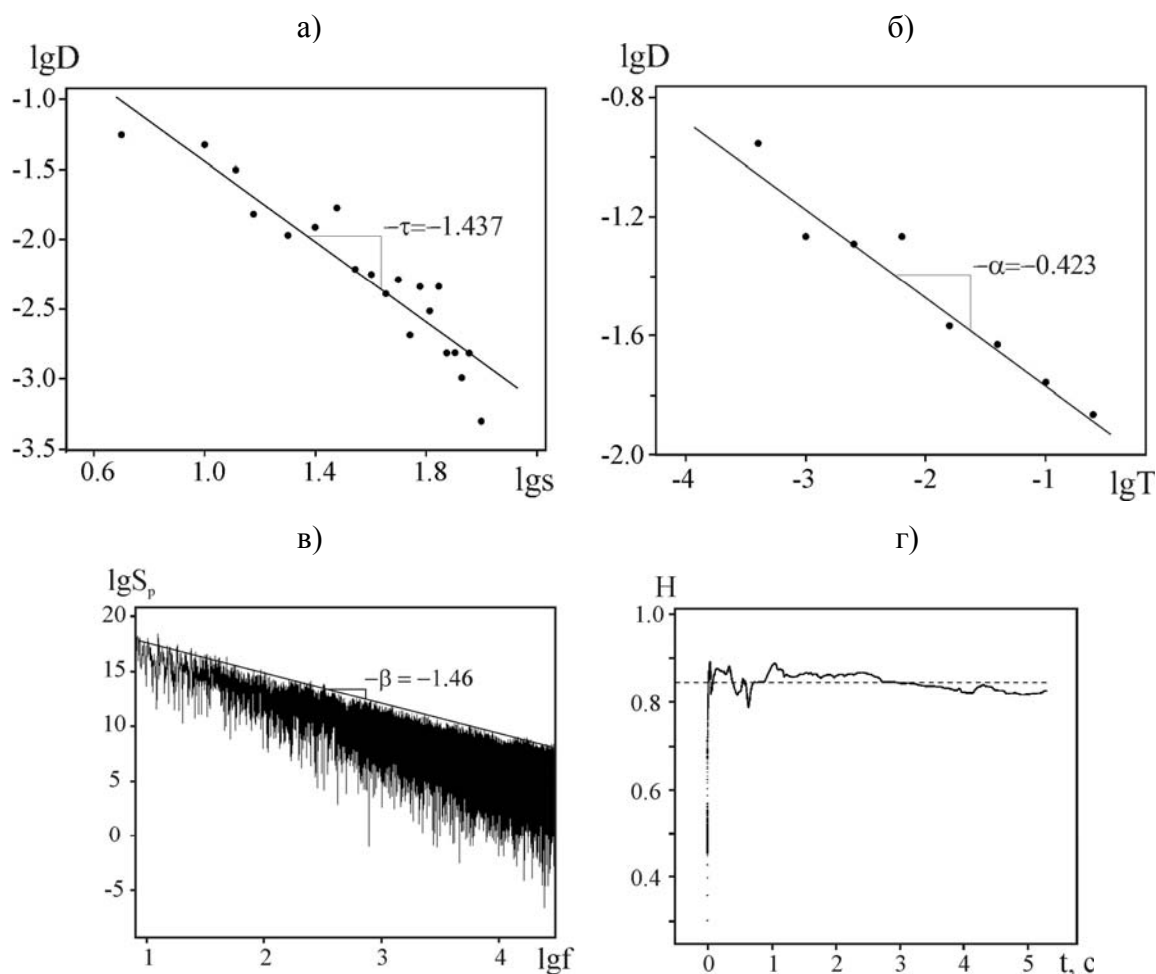


Рис. 2. Статистические, спектральные и фрактальные характеристики сигнала ЭМЭ при лавинообразном докритическом разрушении льда. а и б – нормированные функции распределения амплитуды импульсов s и паузы T между импульсами, в – спектр мощности сигнала в двойных логарифмических координатах; г – временная зависимость показателя Херста сигнала ЭМЭ; штриховой линией отмечено его среднее значение $\bar{H} = 0.843$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 04-02-16143, № 07-02-00039) и гранта Президента РФ (№ МК-4627.2006.2).

Список литературы

1. Шибков А.А., Желтов М.А., Скворцов В.В. и др. // Кристаллография. 2005. Т. 50. № 6. С. 1073.
2. Шибков А.А., Кольцов Р.Ю., Желтов М.А. // Кристаллография. 2006. Т. 51. № 1. С. 104.
3. Bak P., Tang C., Wiesenfeld K. // Phys. Rev. A. 1988. V. 38. № 1. P. 364.
4. Шибков А.А., Желтов М.А., Шуклинов А.В. и др. // Деформация и разрушение материалов. 2006. № 2. С. 41.

ДИНАМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ФОРМИРОВАНИЯ ДВОЙНИКОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ ПРИ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ

Кащенко М. П., Чащина В. Г., Вихарев С. В., Иванов С. В.

Уральский государственный лесотехнический университет, Екатеринбург,
mpk46@mail.ru

Динамическую модель формирования двойников превращения можно представить, как распространение пар налагающихся коротковолновых смещений (формирующих, подобно габитусной плоскости [1], границу раздела двойников), согласованное на мезомасштабе с управляющим волновым процессом (УВП). Напомним, в двухволновой схеме управления ростом кристалла мартенсита, бегущие в ортогональных направлениях волны несут деформацию типа «растяжение-сжатие», стимулируя, формирование габитуса, как инвариантной (слабоискаженной) плоской границы раздела фаз.

В простейшем варианте [2] описание двойниковой структуры достигается при рассмотрении распространения УВП по кристаллу с системой стоячих волн относительно коротковолновых продольных смещений (в случае ГЦК–ОЦК перестройки – это волны со смещениями в двух взаимно ортогональных направлениях осей симметрии четвертого порядка, образующие структуру типа “шахматной доски”). Рассмотренный в [2] предельный случай предполагает возможность существования долгоживущих, синхронизированных по фазе и регулярно расположенных на больших пространственных масштабах ячеек с коротковолновыми колебаниями, активизирующимися при вполне определенном дополнительном деформационном воздействии со стороны УВП. Предполагается, что коротковолновая ячейка активизируется в момент достижения максимальной деформации переносимой УВП в области локализации ячейки. Потерявшая устойчивость ячейка становится источником волновых пучков, бегущих в направлении двух ортогональных осей симметрии 4-го порядка $[100]_{\gamma}$ и $[010]_{\gamma}$, причем область формирования основной компоненты двойника совпадает с областью наложения волновых пучков и растет в диагональном $[1\bar{1}0]_{\gamma}$ направлении. Из двух возможных диагональных направлений УВП отбирает направление с наиболее предпочтительной ориентировкой для реализации бейновского сжатия. Говоря образно, УВП распространяется по «дышащей» решетке, обладающей высокоорганизованной системой стоячих волн коротковолновых смещений. Влияние процесса распространения волновых пучков в ортогональном к $[1\bar{1}0]_{\gamma}$ не учитывалось, поскольку считалось, что без поддержки УВП не достигается пороговый уровень деформации и, следовательно, за счет высокого уровня затухания энергия такого коротковолнового пучка быстро рассеивается. Модель позволяет рассчитывать распределения основной и двойниковой компонент в зависимости от уровня пороговой деформации на пространственном квазипериоде. Такой вариант представляет наибольший интерес при анализе мартенситных превращений, протекающих со сравнительно слабо выраженными признаками перехода первого рода, допускающими вблизи точки перехода существование обширных пространственных областей с высокой степенью корреляции смещений.

В [2] отмечались: перспективность исследования процессов генерации нелинейных волн, распространение которых в двух взаимно ортогональных направлениях $[110]_{\gamma}$ и $[1\bar{1}0]_{\gamma}$ в области фронта УВП, обеспечивает подкачку энергии в ячейки коротковолновых смещений, и необходимость учета затухания волновых пучков.

Дополнительно к этому отметим, что при качественной интерпретации поперечное сечение ячеек имело форму квадрата, размер стороны которого совпадал с половиной длины волны λ_s коротковолновых смещений. В действительности, при описании смещений с помощью гармонических функций, что вполне оправдано для пороговых деформаций, максимальная деформация достигается в центре ячейки, обращаясь в ноль на границе, отстоящей от центра ячейки на $\lambda_s/4$. Значит, претендуя на количественное описание, следует ввести в качестве дополнительного параметра размер d эффективной коротковолновой ячейки. Представляется разумным выбор значения d , близкого к $\lambda_s/4$, при этом, как легко убедиться на границах так выбранной эффективной ячейки, отстоящих от центра на $\lambda_s/8$ уровень деформации падает по сравнению с центральной точкой приблизительно на 11%.

Учет излучения коротковолновых пучков в направлении $[110]_\gamma$, ортогональном к направлению роста основной тонкопластинчатой составляющей двойниковой структуры, позволяет реализовать другой предельный случай динамической модели двойникового, при котором достаточно существования в начальный момент времени единственной коротковолновой ячейки, активизируемой УВП. Действительно, скорость распространения коротковолновых пучков v_s в направлениях $[110]_\gamma$, $[1\bar{1}0]_\gamma$ высока $v_s = \sqrt{2}v_\Delta$, где v_Δ – скорость продольных волн в направлении оси симметрии 4-го порядка. Полагая, что прорастающая тонкопластинчатая компонента способна непрерывно излучать волновые пучки в $[110]_\gamma$ направлении (подобно тому, как это постулируется в принципе Гюйгенса), легко получить условие воспроизведения активной коротковолновой ячейки в оптимальной для реализации пороговых условий области внутри волнового фронта УВП. А именно, центр коротковолновой ячейки совмещается с центральной точкой фронта УВП при соотношении фаз коротковолновых и длинноволновых колебаний, соответствующих максимумам требуемых деформаций растяжения и сжатия. Для этого достаточно потребовать равенства, с одной стороны, времени прохождения со скоростью v_ℓ длинноволновой компонентой УВП, несущей деформацию сжатия, расстояния, проекция которого на плоскость (001) совпадает с гипотенузой прямоугольного треугольника, и, с другой стороны, времени прохождения двух катетов этого треугольника распространяющимися коротковолновыми пучками.

Обозначим через α угол между проекцией вектора скорости компоненты УВП, несущей деформацию сжатия, на плоскость (001). Тогда условие воспроизведения наилучших условий для активизации коротковолновой ячейки в области волнового фронта УВП имеет простой вид:

$$v_\Delta = v_\ell(\alpha)\cos(\alpha). \quad (1)$$

Значения $v_\ell(\alpha)$ для любого α при известных упругих модулях материала находятся из уравнений Кристоффеля [3]. На рис. 1 для иллюстрации приведено распределение основных (закрашенные области) и двойниковых (не закрашенные области) компонент возникающей структуры при $d = \lambda_s/4$ и $\alpha = 26,6^\circ$. Характерный признак структуры – строгая периодичность распределения компонент (в рассмотренном примере отношение объемов компонент $\beta = 2$). Легко убедиться, что при $d = \lambda_s/4$ и $0 \leq \alpha \leq \pi/4$ параметр

$$\beta = \cotg \alpha. \quad (2)$$

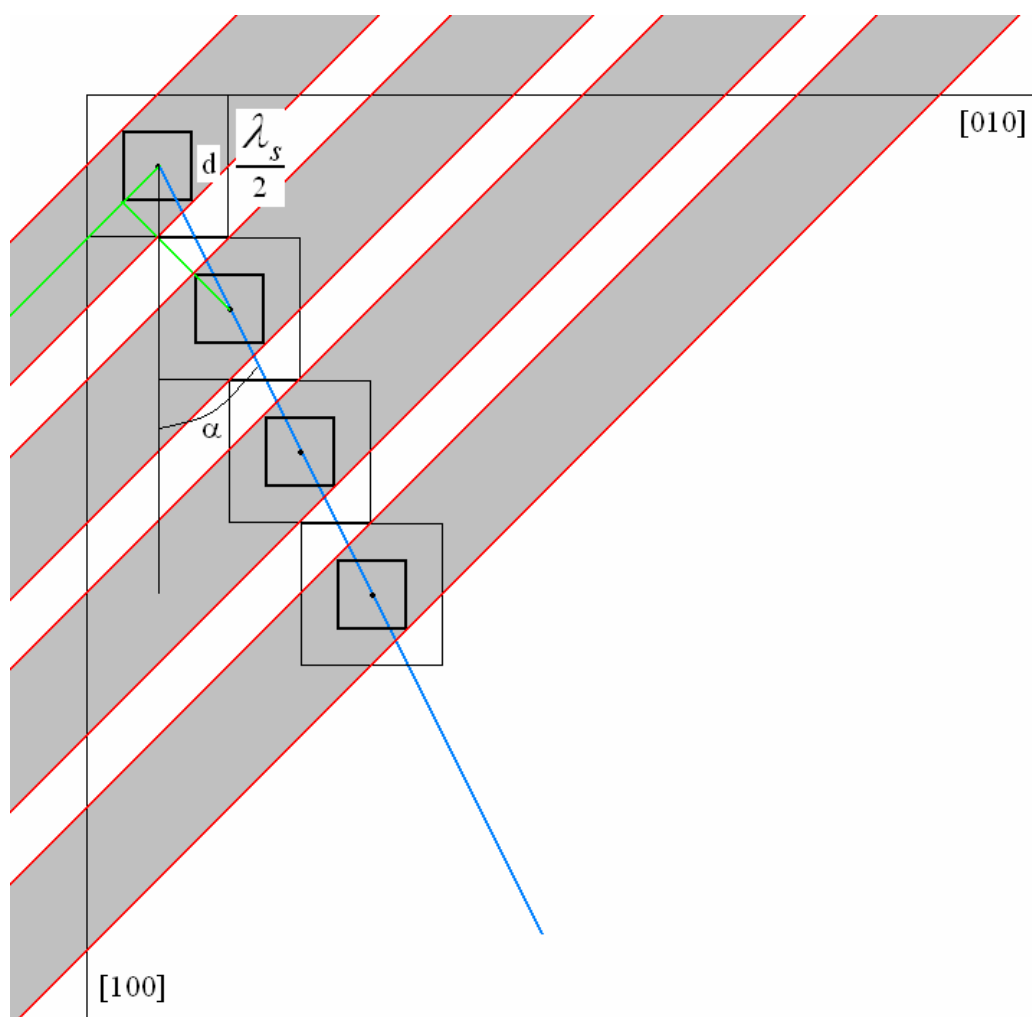


Рис.1

В общем случае возникающая строго периодическая структура двойников превращения характеризуется соотношением объемов компонент, зависящим только от параметра d и направления распространения волны, отвечающей на мезомасштабе в составе УВП за деформацию сжатия. Этот результат позволяет рассматривать процесс формирования двойникованных мартенситных кристаллов как чисто динамический и для превращений с яркими признаками перехода первого рода. Подчеркнем, что наличие строго-периодической структуры двойников превращения позволяет по ширине основной компоненты определить длину волны λ_s .

Список литературы

1. Кашенко М. П. Волновая модель роста мартенсита при γ – α превращении в сплавах на основе железа. - Екатеринбург.: УИФ “Наука”, 1993.- 224 с.
2. Чашина В.Г. Динамические модели формирования двойников превращения и полос неоктаэдрического сдвига // дисс. на соискание уч. ст. к. ф.-м. н., Екатеринбург 2000г. – 139 с.
3. Федоров Ф.И. Теория упругих волн в кристаллах.- М.: Наука, 1965. –388с.

КРИСТАЛЛОДИНАМИКА ОЦК – ГПУ МАРТЕНСИТНОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ

Кащенко М. П., Чашина В. Г.

Уральский государственный лесотехнический университет, Екатеринбург,
mpk46@mail.ru

Опыт анализа механизмов быстрого формирования мартенситных кристаллов при ГЦК–ОЦК мартенситном превращении (МП) показывает, что для самоорганизующейся (при достижении температуры начала МП) мартенситной реакции достаточно универсальной является модель волнового управляющего процесса (ВУП), в которой однородная (на мезомасштабе порядка толщины кристалла) пороговая деформация близка к плоской (типа растяжения - сжатия в ортогональных направлениях). Именно этот волновой процесс задает пластинчатую форму кристаллов и ориентацию их габитусной плоскости, наследуя и перенося информацию об ориентации главных осей тензора деформации упругого поля дефекта в области зарождения [1, 2]. Применительно к ГЦК–ОЦК превращению пороговая деформация инициирует процесс деформации Бейна, позволяющий без дополнительных перетасовочных смещений осуществить перестройку. Применительно к ОЦК – ГПУ превращению в качестве управляющего предлагается волновой процесс, стимулирующий наиболее быструю трансформацию плоскостей $\{110\}_c$ кубической решетки в плотноупакованные плоскости $\{0001\}_h$ гексагональной решетки. Это достигается, если волновой процесс несет деформацию сжатия вдоль направления $\langle 001 \rangle_c$ и растяжения вдоль $\langle 110 \rangle_c$. Подобный ВУП может возбуждаться вблизи краевых дислокаций с линиями $\langle 1-1\ 0 \rangle_c$. Для смешанных дислокаций также имеются области упругого поля с главными осями деформации, имеющими направления близкие к указанным осям симметрии. Подчеркнем, что в межфазные ориентационные соотношения должны входить именно направления деформации $\langle 001 \rangle_c$, $\langle 110 \rangle_c$ и плоскость $\{110\}_c$, испытывавшая наибо́льшую перестройку.

Согласованное с ВУП действие (на наномасштабе) перетасовочных смещений заключается в том, что при наличии фазы растяжения на мезомасштабе в направлении, ортогональном к направлению перетасовочного (существенно неоднородного) сдвига поперечных стоячих волн, понижается сопротивление к сдвигу за счет увеличения расстояния между плотноупакованными плоскостями, смена последовательности чередования которых задает новую симметрию решетки. ОЦК – ГПУ перестройка дает пример простейшего перетасовочного сдвига: смещение каждой второй плоскости в направлении, коллинеарном $\langle 1-10 \rangle_c$ направлению исходной ОЦК решетки.

Проверка выводов волновой теории роста проводилась при использовании значений упругих модулей ГЦК титана. Вычисленные габитусы с ориентацией вблизи $\{223\}_c$, практически совпадают с экспериментально наблюдаемыми. Этот результат, как и в случае с ГЦК – ОЦК превращением, свидетельствует в пользу чисто динамической природы формирования габитусных плоскостей мартенситных кристаллов.

Список литературы

1. Кащенко М. П. Волновая модель роста мартенсита при γ – α превращении в сплавах на основе железа. - Екатеринбург.: УИФ “Наука”, 1993.- 224 с.
2. Kashchenko M.P. The wave model of martensite growth for the FCC-BCC transformation of iron-based alloys. arXiv: cond-mat/0601569 v3 4 Feb 2006.

ФИЗИКО – МАТЕМАТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЗАЩИТНОЙ СТОЙКОСТИ ПРЕГРАД И КОНСТРУКЦИЙ ОТ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО УДАРА ТЕХНОГЕННЫХ ТЕЛ

Хорев И. Е., Азанова Я. В., Ерохин Г. А.

В докладе рассматриваются вопросы экспериментального и численного изучения эффективности защитной стойкости отдельных преград и составных конструкций (экранированных и разнесенных) от проникающего удара быстролетающих осколков. Базовые эксперименты проводились на баллистических стендах, включающих пороховые и легкогазовые ускорители, с системой регистрации процесса удара и улавливания сохранных образцов.

Математическое моделирование проникающей и пробивной способности различных осколков проводилось модифицированным методом конечных элементов, показавшим свою работоспособность при изучении ударных явлений в течение последних двадцати лет [1]. Физико-математическая модель металлов и сплавов при интенсивных ударных нагрузках характеризуется уравнением состояния, модулем сдвига, динамическим пределом текучести и константами кинетической модели разрушения, описывающей зарождение, рост и эволюцию микрповреждений, которые непрерывно изменяют локальные свойства материала и вызывают релаксацию напряжений [2, 3]. Численным моделированием установлено, что в случае проникания высокопрочных осколков (недеформирующихся) наиболее эффективной защитой является монолитная преграда, обеспечивающая максимальное сопротивление внедряющемуся телу по сравнению с любой эквивалентной по весу разнесенной конструкцией. В случае проникания компактных деформирующихся осколков в монолитные и эквивалентные им по весу разнесенные конструкции показано, что наиболее эффективной защитой выступает двухпреградная разнесенная мишень. Для преграды, которая первой воспринимает удар осколка, определяющим является механизм срезания диска, диаметр которого лишь незначительно превосходит диаметр деформированного ударника. Для второй пластины характерно развитие повреждений ее под действием растягивающих напряжений, возникающих и действующих в горизонтальной плоскости. В итоге большая эффективность разнесенной двухпреградской конструкции объясняется тем, что для обеспечения одинаковой степени деформации и разрушения ее тыльной поверхности, ударник затрачивает в этом случае больше кинетической энергии. Аналогично установлено и выяснено, что в случае проникания в мишень деформирующегося осколка (стержня) с удлинением порядка 10 (отношения длины ударника к диаметру) наиболее стойкой выступает трехпреградная разнесенная конструкция по сравнению с монолитной и любой другой разнесенной. При ударе под углом осколков обнаружены особенности разрушения тыльной поверхности преград и шрапнельное действие фрагментов откольного эллипса на запреградную область.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (код проекта 06-01-96920 р_офи).

Список литературы

1. Хорев И.Е., Горельский В.А. Осесимметричный откол в задачах широкодиапазонного взаимодействия твердых тел. ДАН, 1983, т.271, №3, с. 623-626.
2. Хорев И.Е. Физическое и математическое моделирование разрушения материалов и конструкций по анализу предразрушения соударяющихся тел// Химическая физика, 2002, т.21, № 9, с. 16-20.
3. Ерохин Г.А., Каннель Г.И., Толкачев В.Ф., Фортов В.Е., Хорев И.Е. Численный анализ противоударной стойкости преград и простейших конструкций. Доклады РАН. 2005 г., т. 400, №5, с. 630-635.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОТЫДЕЛЕНИЯ В TiNi СПЛАВАХ ПРИ УЛЬТРАЗВУКОВОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Рубаник В. В., Шадурский А. В.*, Рубаник В. В. мл. **

Институт технической акустики НАН Беларуси, Витебск, Беларусь

**УО «Полоцкий государственный аграрно-экономический колледж», Полоцк*

***УО «Витебский государственный технологический университет», Витебск*
ita@vitebsk.by

В последнее время резко вырос интерес к сплавам с памятью формы, что обусловлено развитием новых технологий, созданием механизмов на их основе, а также расширением области их применения. При этом важную информацию при прогнозировании свойств и поведения таких материалов можно получить, зная распределение температурного поля в исследуемом образце. Это связано с тем, что большинство процессов, протекающих в металлах (диффузия, возврат, старение, переходы с образованием кристаллов новой фазы), в существенной степени зависят от температуры. Следовательно, информация о температурном поле позволяет проводить корректную интерпретацию экспериментальных данных.

Ранее было показано, что эффект памяти формы, а так же малые петли термомеханического гистерезиса можно получить, инициируя обратное превращение с помощью ультразвуковых колебаний [1]. Поскольку скорость диссипации ультразвуковой энергии зависит от величины механических напряжений, которые неодинаковы по длине образца (исключение составляет случай бесконечного волновода), наблюдается его неравномерный нагрев. Распределение температуры по длине образца зависит от частоты возбуждаемых колебаний и связано с возникновением в нем продольной ультразвуковой стоячей волны. В связи с тем, что большинство процессов (генерация реактивных напряжений, эффект памяти формы и др.) непосредственно зависят от температуры материала, необходимо иметь четкие представления о распределении температур по длине образца в процессе его ультразвуковой обработки.

Преобразование максимального количества энергии ультразвуковой волны в теплоту будет происходить при работе системы в резонансном режиме. Данный режим характеризуется распределением акустических параметров по длине волновода. Для построения математической модели исследуемых процессов удобно выбрать стержень резонансной длины, прикрепленный к концентратору продольных колебаний. В работе [2] показано, что подобную систему можно описать следующим набором уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} - \frac{1}{\chi_1} \frac{\partial T_1}{\partial \tau} &= -\frac{A}{a_1} \sin^4 k(l-x), & 0 \leq x \leq l; \tau > 0; \\ \frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} - \frac{1}{\chi_2} \frac{\partial T_2}{\partial \tau} &= 0, & -\infty < x \leq 0; \tau > 0; \\ \left. \begin{aligned} a_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} &= a_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} \\ T_1 &= T_2 \end{aligned} \right\} : x = 0, \quad \tau > 0 & T_2 = T_0, x = -\infty, \tau > 0; \\ & & T_1 = T_2 = T_0, -\infty < x \leq l, \tau = 0, \\ a_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} &= 0; x = l, \tau > 0; \end{aligned} \quad (1)$$

где T_0 – начальная температура стержня, T_1 и T_2 – температуры стержня и концентратора соответственно, $\chi_{1,2} = \frac{a_{1,2}}{\rho_{1,2}c_{1,2}}$ – коэффициенты температуропроводности, $a_{1,2}$ – коэффициенты теплопроводности, $c_{1,2}$ – удельные теплоемкости, $\rho_{1,2}$ – плотности.

Воспользовавшись преобразованием Лапласа, получим решение системы (1) в виде:

$$\Delta T(x, \tau) = \frac{3}{16} \frac{\xi^2 Q^{-1} E f}{a_1} \left\{ k^2 \chi_1 \tau + \frac{1}{6} (1 - \exp(-16k^2 \chi_1 \tau)) \sin^4 k(l-x) + \right. \\ \left. + \frac{2}{3} \left(\frac{3}{4} - \exp(-4k^2 \chi_1 \tau) + \frac{1}{4} \exp(-16k^2 \chi_1 \tau) \right) \sin^2 k(l-x) - \right. \\ \left. - \frac{1}{48} \exp(-16k^2 \chi_1 \tau) + \frac{1}{3} \exp(-4k^2 \chi_1 \tau) - \frac{5}{16} \right\} + (2). \\ + \sum_{n=0}^{\infty} (B_n - D_n - F_n)$$

Исходными данными для расчета температуры в любой точке волновода являются: λ – длина волны; $\varepsilon_{m0} = \xi_{m0} k$ – амплитуда деформации, ξ_{m0} – амплитуда смещений на свободном конце стержня, f – частота колебаний, E – модуль упругости, l – длина образца, x – координата точки определения температуры, τ – время воздействия ультразвука, χ – температуропроводность, k – волновое число.

Пренебрегая теплообменом с окружающей средой и теплоотводом в концентратор, достаточно взять в (2) только первое слагаемое. Однако здесь необходимо учесть наличие фазовых превращений, при протекании которых происходит изменение физических и механических свойств материала, в частности модуля Юнга, и удельной теплоемкости. Следовательно, параметры, входящие в (2) также являются функциями температуры. На основе анализа экспериментальных данных [3], выбрана следующая функциональная зависимость для удельной теплоемкости и модуля упругости:

$$C_p(T) = \begin{cases} C_M, & T < (A_s - \Delta T_1) \\ 6C_M \exp\left(-0.005\left(T - \frac{A_s + A_f}{2}\right)^2\right) + C_M, & (A_s - \Delta T_1) \leq T < (A_s + A_f)/2 \\ 6C_M \exp\left(-0.002\left(T - \frac{A_s + A_f}{2}\right)^2\right) + C_M, & (A_s + A_f)/2 \leq T < (A_f + \Delta T_2) \\ C_A, & T > (A_f + \Delta T_2) \end{cases} \quad (3)$$

$$E(T) = \begin{cases} E_M, & T < (A_s - \Delta T_2) \\ E_M - (E_M - 10^5) \exp\left(-0.008\left(T - \frac{A_s + A_f}{2}\right)^2\right), & (A_s - \Delta T_2) \leq T < (A_s + A_f)/2 \\ E_A - (E_A - 10^5) \exp\left(-0.003\left(T - \frac{A_s + A_f}{2}\right)^2\right), & (A_s + A_f)/2 \leq T < (A_f + \Delta T_1) \\ E_A, & T > (A_f + \Delta T_1), \end{cases}$$

где A_s , A_f – температуры начала и окончания перехода из мартенситной фазы в аустенитную; C_M , C_A , E_M , E_A – соответственно, теплоемкость и модуль Юнга образца в мартенситном и аустенитном состоянии; ΔT_1 и ΔT_2 – величины, характеризующие "размытие" начала и окончания мартенситного перехода.

Так как модуль Юнга определяет скорость распространения волны в среде, то следует ожидать изменения длины ультразвуковой волны с ростом температуры. Это должно вызвать смещение температурного максимума в сторону свободного конца стержня. Более того, установлена температурная зависимость внутреннего трения, которое характеризует способность материала к рассеянию энергии. Эксперименты показывают, что в высокотемпературной фазе оно намного меньше, чем в низкотемпературной, а вблизи температур мартенситного превращения испытывает скачок [2].

Таким образом, модифицируя уравнение (2) с учетом (3), можно получить достаточно полную картину распределения температуры в любой момент времени. В системе «Maple» получена картина распределения температуры для стержня полу-волновой и волновой длины в зависимости от относительной координаты x/l .

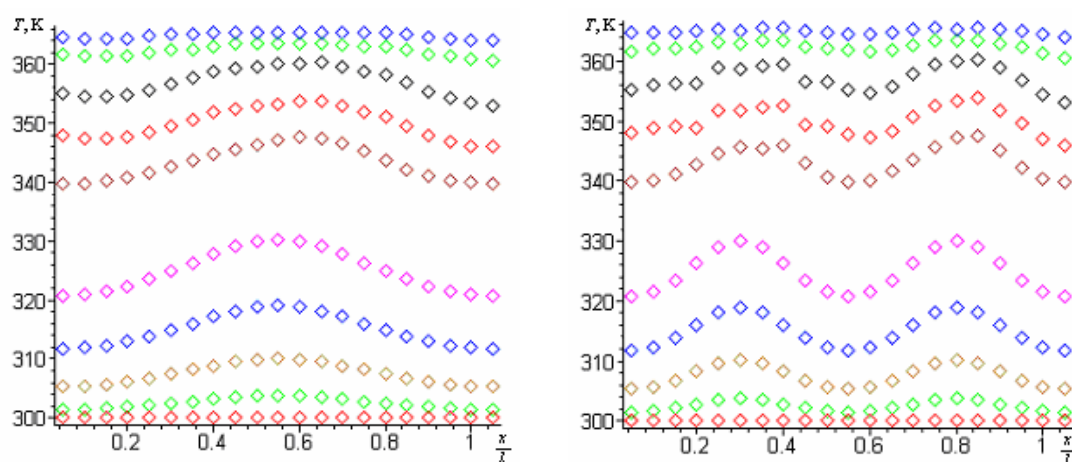


Рис. Расчетные значения температуры стержней полуволновой и волновой длины при ультразвуковом воздействии в течении 150 с (с интервалом в 15 с). $A_s = 330$ К, $A_f = 3730$ К

Пользуясь методом инфракрасной термографии, можно показать, что максимальный нагрев наблюдается в узлах смещений и минимальный в пучностях смещений механических колебаний. Из полученных результатов видно, что перепад температуры по длине образца в процессе его нагрева за счет поглощения энергии УЗК до температуры A_f сохраняется и составляет около 10°C . В аустенитном состоянии распределение температур вдоль образца стабилизируется, что обусловлено более низким уровнем внутреннего трения характерного для TiNi по сравнению с мартенситным и двухфазным состояниями. Однако с течением времени неоднородность распределения температуры по длине образца сохраняется, что подтверждают две верхние кривые на графиках. Полученные таким образом данные хорошо согласуются с экспериментом, что свидетельствует в пользу выбранной методики расчета теплового поля образца резонансных размеров при ультразвуковом воздействии.

Список литературы

1. Rubanik V., Klubovich V., Rubanik V., Jr. // J. de Phys. 2003. Vol. 112, № IV. P. 249-251.
2. Кулемин А.В. Ультразвук и диффузия в металлах. – М.: Металлургия, 1978. 200 с.
3. Коломыцев В.И., Лихачева В.А., Лободюк В.А., Шиманский С.Р. // ФММ, 1986. Т.65, №1. С.141-146.

ВЛИЯНИЕ РЕЖИМОВ ТЕРМООБРАБОТКИ НА ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ПРОВОЛОКИ НИКЕЛИДА ТИТАНА ДЛЯ ВНУТРИМАТОЧНЫХ КОНТРАЦЕПТИВОВ

Милюкина С. Н., Рубаник В. В. (мл.), Рубаник В. В.*, Дородейко В. Г.**

ВГТУ, *ИТА НАН Беларуси, **ЗАО «Симург», г.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, составляли: $M_n' = 21^{\circ}\text{C}$, $M_k' = 9^{\circ}\text{C}$, $M_n = -25^{\circ}\text{C}$, $M_k = -51^{\circ}\text{C}$, $A_n' = 9^{\circ}\text{C}$, $A_n = 12^{\circ}\text{C}$, $A_k = 22^{\circ}\text{C}$.

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%-ной 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 400⁰С 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.

Тепловая обработка при других температурах задаёт приблизительно идентичные псевдоупругие свойства. Однако при тепловой обработке 550⁰С остаточная деформация имеет минимальные значения [4].

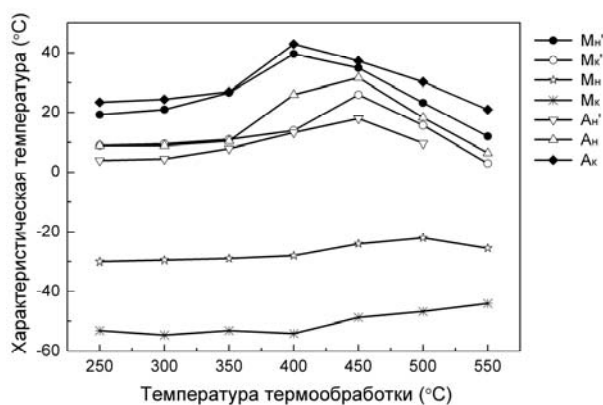


Рис. 1. Влияние температуры тепловой обработки (30 минут) на характеристические температуры фазовых превращений TiNi.

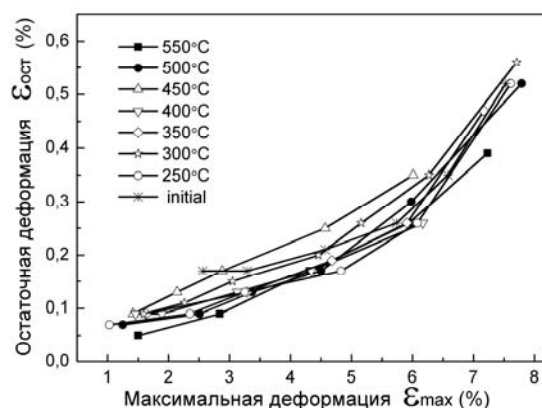


Рис. 2. Зависимость остаточной деформации TiNi проволоки от температуры термообработки и максимальной деформации.

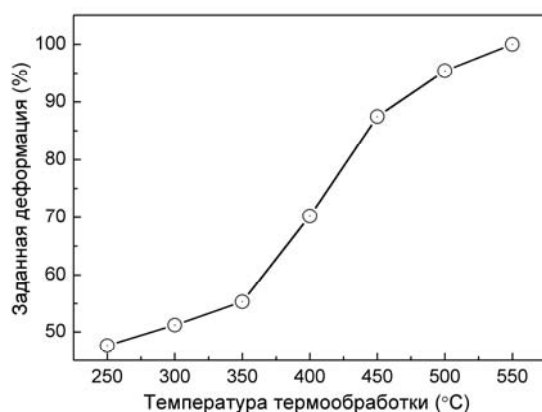


Рис. 3. Зависимость заданной деформации от температуры термообработки TiNi проволоки.

Экспериментально установили, что максимальное закрепление формы TiNi обеспечивается при температурах отжига $500 \div 550^{\circ}\text{C}$ (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 550°C .

Заключение

Предварительное исследование зависимости характеристических температур, сверхупругих свойств и фиксации формы от режимов термообработки в температурном диапазоне от 250 до 550°C для проволоки TiNi показало, что наиболее оптимальным режимом является тепловая обработка при 550°C 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., Дороейко 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.

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРООБРАЗОВАНИЯ ДИСПЕРСНО-УПРОЧНЯЮЩЕЙ КАРБИДНОЙ МАТРИЦЫ ПРИ СИНТЕЗЕ МАТЕРИАЛА МЕТОДОМ СВС С ВОССТАНОВИТЕЛЬНОЙ СТАДИЕЙ

Клубович В. В., Кулак М. М., Самолетов В. Г.

Получение материалов с заданными физико-механическими свойствами является приоритетным направлением в материаловедении и создании перспективных технологий. Возможности традиционных методов получения и обработки с целью повышения физико-механических свойств материалов в значительной степени исчерпаны, актуален поиск новых процессов.

Принципиально новые перспективы для синтеза материалов открывает использование метода самораспространяющегося высокотемпературного синтеза с применением физических воздействий, таких как ультразвук, массовые силы.

В данной работе изучается влияние массовых сил на процесс структурообразования материала на основе железа с распределенными определенным образом дисперсно-упрочняющими титано-хромовыми карбидами.

Ранее проведенные работы [1] показали, что применение массовых сил в процессе синтеза приводит к увеличению плотности синтезированного материала и изменению характера распределения упрочняющих частиц на основе титано-хромовых карбидов в железо-никелевой матрице. Вследствие этого происходит изменение механических свойств получаемых материалов. В зависимости от величины центробежной силы возможно получение материалов с однородным и неоднородным распределением по высоте слитка упрочняющих карбидов. Экспериментально были получены материалы равномерным и градиентным распределением карбидов. Теоретически была проведена оценка влияния величины центробежной силы на скорость горения, величину фазоразделения, характер распределения упрочняющих частиц. Полученные материалы обладают твердостью 63–75 HRC₃. Формирование структуры обусловлено условиями литья и распределением элементов согласно их удельному весу и характером теплоотвода при охлаждении. Износостойкость полученных образцов исследовали на лабораторной установке для торцевого шлифования. В качестве эталона использовали сталь Р6М5, термообработанную по стандартному режиму на твердость 64–65 HRC₃. Образец исследуемого материала был отлит в виде цилиндра Ø 7,5 мм×40 мм в медный кокиль и испытывался как в литом, так и в термообработанном состоянии. Термообработка состояла из закалки с 1150 °С (выдержка при 1150 °С 40 мин) и отпуска при 700 °С – 2 часа. Полученные в результате испытаний значения коэффициента износостойкости свидетельствуют о том, что изделия и наплавки из синтезированного материала вполне конкурентоспособны с быстрорежущими сталями, при соответствующей термообработке и даже превосходят их по своим свойствам. При этом стоимость готового изделия из этого материала в несколько раз ниже, чем из быстрорежущей стали. Увеличение центробежной нагрузки приводит к измельчению зерна.

Синтезированный материал обладает уникальными свойствами, которые выражаются в том, что в относительно мягкой основе распределены, в зависимости от процессов структурообразования, дисперсные частицы карбидов. Распределение карбидов происходит по высоте образцов в соответствии с удельными весами последних.

1. Клубович, В.В. Ультразвук в процессах самораспространяющегося высокотемпературного синтеза: монография / В.В. Клубович, М.М. Кулак, Б.Б. Хина. – Мн.: БНТУ, 2006. – 279 с.

Именной указатель

Ажажа В.М.	88	Глезер А.М.	11
Азанова Я.В.	282	Гойхенберг Ю.Н.	258
Алешина Е.А.	31	Голубенко А.А.	6
Андриевская Н.Ф.	88	Гоманьков В.И.	11
Антенорова Н.П.	165	Горнакова А.С.	18, 19, 21
Аргунова Т.С.	263	Горохов А.М.	260
Арисова В.Н.	95	Гречихин Л.И.	86
Арсентьев А.А.	36	Григорова Т.В.	180, 183
Арсентьева И.П.	36, 39	Гринберг Б.А.	15
Арутюнян Р.А.	14	Громов В.Е.	31-35
Атрошенко С.А.	125	Грызунова Н.Н.	114
		Гуревич Л.М.	95
		Гуткин М.Ю.	263, 266
Бабушкин А.Н.	142		
Баранникова С.А.	50	Давыдов Д.М.	138
Бараусов А.В.	75	Давыдова М.М.	138
Барахтин Б.К.	39, 45	Денисова Д.А.	114
Барахтина Н.Н.	39	Диваков А.К.	45
Батрак В.В.	223	Дитенберг И. А.	197
Башкарев А.Я.	75	Довженко О.А.	120
Баяндин Ю.В.	177, 203, 219	Дородейко В.Г.	286
Бейгельзимер Я.Е.	244	Дудкин А.Д.	123
Беккауер Н.Н.	53	Дудкина Н.Г.	123
Белова В.П.	47	Дудко В.А.	89
Белошенко В.А.	67		
Бенгус В.З.	88	Ермолаев В.А.	125
Бестужева В.В.	185	Ерохин Г.А.	282
Бищак Р.Т.	82	Ефимов Н.А.	6, 9
Борисенко Д.Н.	84	Ефимов О.Ю.	33
Борисенко Е.Б.	84		
Босин М.Е.	81	Жгилев И.Н.	27
Будовских Е.А.	32	Желтов М.А.	269, 272, 275
		Жигачева Н.И.	45
Ведерникова И.И.	47	Житару Р.П.	171, 174
Великодный А.Н.	88	Заалишвили Н.Л.	75
Веремейчик А.И.	223	Завдовеев А.В.	244
Веттегрень В.И.	75, 78	Закирова М.Г.	137
Викарчук А.А.	114, 120	Замостоцкий Е.Г.	72
Вильдеман В.Э.	65	Засимчук Е.Э.	131
Виноградова Н.И.	41	Затульский Г.З.	237
Винс С. А.	197	Зельдович В.И.	27
Вихарев С.В.	278	Золотов А.Е.	269, 272
Власенкова Е.Ю.	120	Зуев Л.Б.	50
Власов Н.М.	73		
Волкогон Г.Н.	36	Иваненков Д.А.	241-243
Воложин А.И.	104	Иванов А.М.	260
Волошин А.Э.	53	Иванов М.А.	15
Воронцов В.В.	78	Иванов М.Б.	100
Вьюненко Ю.Н.	237	Иванов С.В.	278
		Иванов Ю.Ф.	31-33, 35
Габараева А.Д.	75	Ивченко В.А.	124
Гаркушин Г.В.	157	Игнатьева Д.Н.	103
Гильмутдинов Ф.З.	49	Ильенко В. В.	251
Гиляров В.Л.	194	Ильиных А.В.	65
Гладковский С.В.	198	Исаев Н.В.	180, 183
Гладь В.Б.	82		

Кабанова И.Г.	61
Казанцев В.А.	42
Кайбышев Р.О.	214
Калетина Ю. В.	111
Канель Г.И.	157
Караман И.	71
Каримов Д.Н.	147
Карькин И.Н.	55
Карькина Л.Е.	55, 58, 61
Кашенко М.П.	278, 281
Кведер В.В.	84
Киреева И.В.	64, 71
Кириллов В.А.	64, 71
Кирюшина В.В.	91
Кисель В.П.	151, 152, 154-156
Клейнер Л.М.	137
Клубович В.В.	288
Князев С.А.	162
Когтенкова О.А.	18
Козлов Э.В.	33, 34
Колесников Н.Н.	84
Колубаев А.В.	31
Кольченко Ю.Л.	105
Коновалов С.В.	33, 35
Коплак О.В.	105
Корзников А. В.	197
Корсуков В.Е.	162
Корсукова М.М.	162
Коршунов А.И.	47
Коршунов Л.Г.	258
Кочеткова Т.Н.	41
Кошелева Е.В.	143, 144
Кравченко Т.Н.	47
Красильников В.В.	100
Кривандина Е.А.	147
Крыленко А.В.	54
Кузнецов А.А.	241-243
Кузнецов В.В.	103
Кулак М.М.	288
Курилюк А.Н.	105
Ланин А.Г.	127
Лебедкин М.А.	269
Левшанов В.С.	91
Леонтьев В.А.	177, 203
Лоладзе Л.В.	198
Лысенко А.В.	246
Лысенко О.В.	74
Ляхов С.А.	246
Макара В.А.	105
Макаревич И.П.	45
Макаров С.В.	206
Малашенко В.В.	229, 232
Малиновская В.А.	35
Мальцева Л.А.	209
Мамалимов Р.И.	78

Манохин П.В.	55
Мартинкевич А.А.	188, 191
Марущак П.О.	82
Матлин М.М.	123
Матросов Н.И.	67
Мещеряков Ю.И.	45
Мильман Ю.В.	3, 6, 9
Милюкина С.Н.	286
Митрофанов Ю.П.	249, 255
Митрофанова В.К.	24
Михлик Д.В.	269, 272
Могучева А.А.	214
Москаль Д.С.	126
Мохов Е.Н.	263
Надточий В.А.	126
Наймарк О.Б.	68, 177, 203, 211, 219
Науменко М.Н.	105
Наумова Н.С.	125
Назик В.Д.	88
Нгуен Тхи Нгок Ны	246, 249, 255
Неверов В.В.	200
Нечволод М.К.	126
Никифорова В.Н.	81
Николайчик А.В.	188, 191
Обидов Б.А.	162
Оборин В.А.	177, 203
Овсянников А.В.	71, 160
Озерец Н.Н.	209
Окипный И.Б.	83
Олесова В.Н.	104
Осокин Е.П.	39
Палистрант Н.А.	215
Пантелеев И.А.	211
Панфилов П.Е.	142, 150
Панченко Е.Ю.	71, 160
Паршуков Л.И.	49
Пермяков С.Л.	177
Пермяков С.Л.	203
Петров В.Н.	226
Петров П.П.	168
Петрова Н.Д.	260
Платонова Л.А.	143, 144
Плехов О.А.	220
Плотников В.А.	206
Победенная З.В.	71
Подольский А.В.	88
Покровский С.Г.	210
Полищук С.С.	9
Поляков Л.В.	47
Попова Н.А.	34
Прозорова Э.В.	70
Прокопчук Н.Р.	188, 191
Пронин И.И.	162
Пугачева Н.Б.	165

Пунин В.Т.	143, 144	Ткачёв С.П.	69
Пустовалов В.В.	180, 183	Токарев А.В.	185
Пындус Ю.И.	83	Троицкий О.А.	30
Пьяцоло С.	24	Трыков Ю.П.	95
Разоренов С.В.	157	Турчак Т.В.	134
Рахвалов В.А.	171	Тюменцев А.Н.	74, 197
Родионов Д.П.	42	Тютенко В.С.	198
Романов Е.П.	41	Ульшин С.В.	9
Россина Н.Г.	209	Успенская М.В.	187
Рубаник В.В.	283, 286	Устинов А.И.	9
Рубаник В.В. (мл.)	283, 286	Учаев А.Я.	143, 144
Савенко В.С.	30	Федоровский Г.Д.	235
Савицкий А.В.	75	Фетисов В.С.	91
Савотченко С.Е.	100	Фокина Е. А.	111
Сагутдинов Р.Р.	209	Фоменко В.С.	180, 183
Сазонов М.И.	223	Фролова Н.Ю.	27
Сазонова В.А.	42	Хвисевич В.М.	223
Самолетов В.Г.	288	Хейфец А.Э.	27
Сафонов И.А.	246	Хомская И.В.	27
Светухин В.В.	108	Хоник В.А.	246
Свиридов В. В.	251	Хоник С.В.	249, 251, 255
Сельченкова Н.И.	143, 144	Хорев И.Е.	282
Сергеичев И.В.	211	Цвиркун О.А.	32
Сердцев Г.И.	210	Целлермаер И.Б.	35
Сидоренко О.Г.	108	Цыбускина И.И.	114
Сиротинкин Н.В.	185	Чан Ван Лыонг	145
Скворцова Н.П.	147	Чащина В.Г.	278, 281
Скобова Н.В.	72	Черненко Н.Л.	258
Смирнов А.Е.	53	Чинокалов В.Я.	33
Смирнов В.Н.	49	Чишко В.В.	67
Смирнов М.А.	263	Чугунова С.И.	6
Смирнов С.Н.	88	Чумаченко Е.Н.	103, 104
Смирнов С.В.	198	Чумляков Ю.И.	64, 71, 160
Соковиков М.А.	131	Шабашова О.А.	142
Соловьев В.С.	187	Шадурский А.В.	283
Спусканюк В.З.	67	Шашмурина В.Р.	104
Стебленко Л.П.	105	Шейнерман А.Г.	263, 266
Степанова Н.Н.	41, 42	Шибков А.А.	269, 272, 275
Столяров В.В.	128	Шморгун В.Г.	95
Страумал Б.Б.	18, 19, 21	Шорохов Е.В.	27
Сурикова Н.С.	74	Шуклинов А.А.	269, 272, 275
Сурсаева В.Г.	19, 21, 24	Шульган И.В.	83
Сухарева Е.А.	36	Шумилин С.Э.	180, 183
Счастливец В. М.	111	Щербаков И.П.	78
Табачникова Е.Д.	88	Эфрос Б.М.	198, 244
Талалова Е.А.	120	Эфрос Н.Б.	198
Темнов О.В.	235	Язвицкий М.Ю.	11
Терентьев Н.Н.	168	Яковенкова Л.И.	58
Тимонина А.В.	84		
Гнесин Б.А.	84		
Тимофеева Е.Е.	71		
Тихонова Т.А.	200		
Тихоновский М.А.	88		
Тихонькова О.В.	34		

Яковлева И.Л.	61
Ясний П.В.	82, 83
Ясников И.С.	114, 117
Яшников В.П.	97

Ballato J.M.	174
Barkov T.L.	156
Estrin Y.	180
Frommert M.	125

Froustey C.	211
Harada H.	150
Hellmig R.J.	180
Hu W.	125
Janecek M.	180
Murakumo T.	150
Pyshkin S.L.	174
Schierbaum K.	162
Vorberg S.	150

Содержание

Мильман Ю.В. (Киев/Украина) ОСОБЕННОСТИ МЕХАНИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ И НАНОКВАЗИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ.	3-5
Мильман Ю.В., Голубенко А.А., Чугунова С.И., Ефимов Н.А. (Киев/Украина) ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ КВАЗИКРИСТАЛЛОВ СИСТЕМЫ Al–Cu–Fe В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР 20–720 °С МЕТОДОМ ИНДЕНТИРОВАНИЯ.	6-8
Мильман Ю.В., Ульшин С.В., Ефимов Н.А., Устинов А.И., Полищук С.С. (Киев/Украина) МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СУБМИКРОННЫХ И НАНОРАЗМЕРНЫХ КВАЗИКРИСТАЛЛОВ.	9-10
Глезер А.М., Гоманьков В.И., Язвицкий М.Ю. (Москва) ПАРАДОКС ГЛЕЗЕРА–ГОМАНЬКОВА В УПОРЯДОЧИВАЮЩИХСЯ СПЛАВАХ Ni ₃ (Mn,V), ЗАКАЛЕННЫХ ИЗ ЖИДКОГО СОСТОЯНИЯ.	11-13
Арутюнян Р.А. (Санкт-Петербург) ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ФОРМУЛИРОВКА КРИТЕРИЯ ДЛИТЕЛЬНОЙ ПРОЧНОСТИ.	14
Гринберг Б.А., Иванов М.А. (Екатеринбург, Киев/Украина) ЭФФЕКТ АВТОБЛОКИРОВКИ ДИСЛОКАЦИЙ В ИНТЕРМЕТАЛЛИДАХ.	15-17
Страумал Б.Б., Горнакова А.С., Когтенкова О.А. (Черноголовка) ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ НА ГРАНИЦАХ ЗЕРЕН	18
Горнакова А.С., Сурсаева В.Г., Страумал Б.Б. (Черноголовка) ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ СМАЧИВАНИЯ НА ГРАНИЦАХ ЗЕРЕН В БИКРИСТАЛЛАХ ЦИНКА.	19-20
Сурсаева В.Г., Горнакова А.С., Страумал Б.Б. (Черноголовка) ВЛИЯНИЕ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ФАСЕТИРОВАНИЯ НА ДВИЖЕНИЕ СПЕЦИАЛЬНОЙ ГРАНИЦЫ НАКЛОНА [10 $\bar{1}0$] В ЦИНКЕ.	21-23
Сурсаева В.Г., Пьяцоло С., Митрофанова В.К. (Черноголовка, Ливерпуль/ Великобритания) РОЛЬ ГРАНИЦ ЗЁРЕН И ТРОЙНЫХ СТЫКОВ В ХОДЕ РОСТА ЗЁРЕН В ДВУМЕРНОЙ ФОЛЫГЕ АЛЮМИНИЯ.	24-26
Хомская И.В., Зельдович В.И., Шорохов Е.В., Фролова Н.Ю., Жгилев И.Н., Хейфец А.Э. (Екатеринбург, Снежинск) ДИНАМИЧЕСКОЕ ДЕФОРМИРОВАНИЕ МЕДИ С ЦЕЛЬЮ ПОЛУЧЕНИЯ УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТОЙ СТРУКТУРЫ.	27-29
Савенко В.С., Троицкий О.А. (Мозырь/Беларусь) ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЕФОРМАЦИОННОГО АЛЮМИНИЯ.	30
Алешина Е.А., Иванов Ю.Ф., Колубаев А.В., Громов В.Е. (Новокузнецк, Томск) ФОРМИРОВАНИЕ ГРАДИЕНТНЫХ СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫХ СОСТОЯНИЙ В ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЯХ СТАЛИ ГАДФИЛЬДА ПРИ ТРЕНИИ.	31
Будовских Е.А., Цвиркун О.А., Иванов Ю.Ф., Громов В.Е. (Новокузнецк) ЗАКОНОМЕРНОСТИ ЭЛЕКТРОВЗРЫВНОГО ЛЕГИРОВАНИЯ МЕТАЛЛОВ ПРИ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫХ РЕЖИМАХ.	32
Ефимов О.Ю., Иванов Ю.Ф., Громов В.Е., Коновалов С.В., Чинокалов В.Я., Козлов Э.В. (Новокузнецк, Томск) ВЗАИМОСВЯЗЬ СТРУКТУРЫ И ХАРАКТЕРА РАЗРУШЕНИЯ ТЕРМОУПРОЧНЕННОЙ АРМАТУРЫ БОЛЬШОГО ДИАМЕТРА.	33
Тихонькова О.В., Попова Н.А., Козлов Э.В., Громов В.Е. (Новокузнецк, Томск) ИЗМЕНЕНИЕ МОРФОЛОГИЙ α -ФАЗЫ ПРИ РАЗНОЙ СКОРОСТИ ЗАКАЛКИ.	34
Целлермаер И.Б., Иванов Ю.Ф., Коновалов С.В., Громов В.Е., Малиновская В.А. (Новокузнецк, Томск) СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЯХ ЗАКАЛЕННОЙ СТАЛИ ПОСЛЕ ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВОЙ ОБРАБОТКИ.	35

Волкогон Г.Н., Арсентьев А.А., Сухарева Е.А., Арсентьева И.П. (Москва) ОСОБЕННОСТИ СТРОЕНИЯ И ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУЧЕНИЯ ХИМИКО-МЕТАЛЛУРГИЧЕСКИМ МЕТОДОМ НАНОЧАСТИЦ МЕДИ.	36-38
Арсентьева И.П. (Москва) РОЛЬ МЕЖФАЗНЫХ ГРАНИЦ ПРИ ПОЛУЧЕНИИ И КОНСОЛИДАЦИИ НАНО-ЧАСТИЦ МЕТАЛЛОВ.	39
Барахтин Б.К., Барахтина Н.Н., Осокин Е.П. (Санкт-Петербург) СТИМУЛИРУЕМАЯ ТРЕНИЕМ СВАРКА В КОНЦЕПЦИИ ТРИБОЛОГИИ.	39-40
Романов Е.П., Виноградова Н.И., Кочеткова Т.Н., Степанова Н.Н. (Екатеринбург) ОЦЕНКА РАБОТОСПОСОБНОСТИ ЖАРОПРОЧНЫХ НИКЕЛЕВЫХ СПЛАВОВ ДЛЯ ТУРБИННЫХ ЛОПАТОК ПРИ ДЛИТЕЛЬНОЙ ЭКСПЛУАТАЦИИ.	41
Родионов Д.П., Степанова Н.Н., Казанцев В.А., Сазонова В.А. (Екатеринбург) СТРУКТУРА И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПЛАВА ГЕЙСЛЕРА Ni_2MnGa , ЛЕГИРОВАННОГО ЖЕЛЕЗОМ И ВОЛЬФРАМОМ.	42-44
Мещеряков Ю.И., Жигачева Н.И., Диваков А.К., Макаревич И.П., Барахтин Б.К. (Санкт-Петербург) ДИНАМИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ В УДАРНО-НАГРУЖАЕМОЙ МЕДИ.	45-47
Коршунов А.И., Ведерникова И.И., Поляков Л.В., Белова В.П., Кравченко Т.Н. (Саров) ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ МЕДИ ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В КУМУЛЯТИВНЫХ ЗАРЯДАХ.	47-49
Паршуков Л.И., Гильмутдинов Ф.З., Смирнов В.Н. (Ижевск) ОБРАЗОВАНИЕ ГОРЯЧИХ ТРЕЩИН ПРИ СВАРКЕ ЖАРОПРОЧНОГО СПЛАВА.	49-50
Зуев Л.Б., Баранникова С.А. (Томск) КРИСТАЛЛОГЕОМЕТРИЯ И ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ МАСШТАБЫ ЛОКАЛИЗАЦИИ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ.	50-53
Смирнов А.Е., Беккауер Н.Н., Волошин А.Э. (Москва) ВОЗДЕЙСТВИЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОГО «НАМАГНИЧИВАНИЯ» НА МИКРО-ТВЕРДОСТЬ НЕМАГНИТНЫХ КРИСТАЛЛОВ KDP, ADP, Al.	53
Крыленко А.В. (Новополоцк/Беларусь) ВЛИЯНИЕ МИКРОПОВРЕЖДЕННОСТИ СТРУКТУРЫ ПРИ СЕРОВОДОРОДНОМ РАССЛОЕНИИ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НИЗКОЛЕГИРОВАННЫХ КРЕМНЕМАРГАНЦЕВЫХ СТАЛЕЙ	54
Карькина Л.Е., Манохин П.В., Карькин И.Н. (Екатеринбург) ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В МИКРОКЛАСТЕРАХ ГЦК МЕТАЛЛОВ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ	55-57
Яковенкова Л.И., Карькина Л.Е. (Екатеринбург) ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ МЕХАНИЗМОВ ОБРАЗОВАНИЯ МИКРОТРЕЩИН В Ti_3Al	58-60
Карькина Л. Е., Яковлева И.Л., Кабанова И.Г. (Екатеринбург) ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКОЙ СВЯЗИ СТРУКТУРНЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ В УГЛЕРОДИСТОЙ СТАЛИ 150Г4 ПОСЛЕ ИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ	61-63
Киреева И.В., Чумляков Ю.И., Кириллов В.А. (Томск) ОРИЕНТАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ γ - ϵ - α' МАРТЕНСИТНОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ АУСТЕНИТНОЙ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ С НИЗКОЙ ЭНЕРГИЕЙ ДЕФЕКТА УПАКОВКИ	64
Вильдеман В.Э., Ильиных А.В. (Пермь) НЕЛОКАЛЬНОЕ УСЛОВИЕ ПРОЧНОСТИ И МАСШТАБНЫЕ ЭФФЕКТЫ РАЗУПРОЧНЕНИЯ.	65-66
Белошченко В.А., Матросов Н.И., Спусканюк В.З., Чишко В.В. (Донецк/Украина) ВЛИЯНИЕ КОМБИНИРОВАННОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА СТРУКТУРУ И СВОЙСТВА СПЛАВА NbTi.	67-68

Наймарк О.Б. (Пермь) СТРУКТУРНО-СКЕЙЛИНГОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В АНСАМБЛЯХ ДИСЛОКАЦИОННЫХ СУБСТРУКТУР И ОСОБЕННОСТИ КВАЗИХРУПКОГО, ПЛАСТИЧЕСКОГО И СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЙ МАТЕРИАЛОВ.	68
Ткачёв С.П. (Самара) ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРОВ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЯЧЕЕК ТЕТРАГОНАЛЬНЫХ СТРУКТУР ПО МЕЖСИНГЛЕТНЫМ РАССТОЯНИЯМ РЕНГЕНОВСКИХ ДИФРАКЦИОННЫХ ОТРАЖЕНИЙ	69-70
Прозорова Э.В. (Санкт-Петербург) ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСИИ В ЗАДАЧАХ МЕХАНИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА С БОЛЬШИМИ ГРАДИЕНТАМИ	70
Чумляков Ю.И., Панченко Е.Ю., Киреева И.В., Овсянников А.В., Кириллов В.А., Тимофеева Е.Е., Победенная З.В., Караман И. (Томск) МАРТЕНСИТНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ, ЭФФЕКТ ПАМЯТИ ФОРМЫ И СВЕРХ-ЭЛАСТИЧНОСТЬ В МОНОКРИСТАЛЛАХ NiFeGa, CoNiGa, CoNiAl, NiMnGa	71
Скобова Н.В., Замостоцкий Е.Г. (Витебск/Беларусь) ОЦЕНКА КОМПЛЕКСНЫХ ПОКАЗАТЕЛЕЙ КАЧЕСТВА КОМБИНИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОПРОВОДНЫХ НИТЕЙ	72
Власов Н.М. (Подольск) ДИФФУЗИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ОКРЕСТНОСТИ СТРУКТУРНЫХ ДЕФЕКТОВ НАНОМАТЕРИАЛОВ	73
Тюменцев А.Н., Сурикова Н.С., Лысенко О.В. (Томск) МЕХАНИЧЕСКОЕ ДВОЙНИКОВАНИЕ И АСИММЕТРИЯ МЕХАНИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ НИКЕЛИДА ТИТАНА	74
Веттегрень В.И., Башкарев А.Я., Бараусов А.В., Савицкий А.В., Заалишвили Н.Л., Габараева А.Д. (Санкт-Петербург) ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПРОЧНОСТИ ТРЕХМЕРНЫХ УГЛЕРОД-УГЛЕРОДНЫХ КОМПОЗИЦИЙ	75-77
Веттегрень В.И., Щербаков И.П., Мамалимов Р.И., Воронцов В.В. (Санкт-Петербург) ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КВАРЦА ПРИ ИМПУЛЬСНЫХ МЕХАНИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ	78-80
Никифороенко В.Н., Босин М.Е. (Харьков/Украина) ЭЛЕКТРОН-НУКЛОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И ДИСЛОКАЦИОННЫЕ АНОМАЛИИ МИКРОКОНТАКТНЫХ СПЕКТРОВ МОНОКРИСТАЛЛОВ ЦИНКА	81
Ясний П.В., Гладь В.Б., Марущак П.О., Бищак Р.Т. (Тернополь/Украина) ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕГРАДАЦИИ МИКРОСТРУКТУРЫ СТАЛИ 25Х1М1Ф ПОСЛЕ ЭКСПЛУАТАЦИОННОЙ НАРАБОТКИ	82
Ясний П.В., Пындус Ю.И., Окипный И.Б., Шульган И.В. (Тернополь/ Украина) ПОВЫШЕНИЕ ХРУПКОЙ ПРОЧНОСТИ ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫМ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИМ НАГРУЖЕНИЕМ	83
Колесников Н.Н., Борисенко Е.Б., Борисенко Д.Н., Кведер В.В., Тимонина А.В., Гнесин Б.А. (Черноголовка) ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ДЕФОРМАЦИИ И ОТЖИГА НА МИКРОСТРУКТУРУ КЕРАМИКИ $Cd_{1-x}Zn_xTe$, ИЗГОТОВЛЕННОЙ ИЗ НАНОПОРОШКА.	84-86
Гречихин Л.И. (Минск/Беларусь) ВЛИЯНИЕ ВОДОРОДА НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ	86-88
Табачникова Е.Д., Подольский А.В., Бенгус В.З., Смирнов С.Н, Нацик В.Д., Ажажа В.М., Тихоновский М.А., Великодный А.Н., Андриевская Н.Ф. (Харьков/ Украина) НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СИЛЬНОДЕФОРМИРОВАННОГО ЦИРКОНИЯ	88-89

Дудко В.А. (Уфа) ОЦЕНКА СОПРОТИВЛЕНИЯ ПОЛЗУЧЕСТИ СПЛАВА $Al-6\%Cu-0,5Mn-0,45Mg-0,35Sc-0,12Zr$ ПОСЛЕ РАВНОКАНАЛЬНОГО УГЛОВОГО ПРЕССОВАНИЯ И ПОСЛЕДУЮЩЕЙ ТЕРМООБРАБОТКИ Т6.	89-90
Левшанов В.С., Кирюшина В.В., Фетисов В.С. (Обнинск) ВЛИЯНИЕ ДЕФЕКТНОСТИ СТРУКТУРЫ МАТЕРИАЛОВ НА ВЕРОЯТНОСТЬ РАЗРУШЕНИЯ КЕРАМИЧЕСКИХ ОБОЛОЧЕК.	91-94
Арисова В.Н., Трыков Ю.П., Гуревич Л.М., Шморгун В.Г. (Волгоград) ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ДИФфуЗИОННЫХ ПРОСЛОЕК В СЛОИСТЫХ ИНТЕРМЕТАЛЛИДНЫХ КОМПОЗИТАХ, ПОЛУЧЕННЫХ ПО КОМПЛЕКСНОЙ ТЕХНОЛОГИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СВАРКИ ВЗРЫВОМ	95-96
Яшников В.П. (Черноголовка) ТЕОРЕТИКО-ГРУППОВОЙ ПОДХОД К ПРИВЕДЕННЫМ ПРОСТРАНСТВАМ РАЗОРИЕНТАЦИЙ ЗЕРЕН В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ.	97-99
Красильников В.В., Савотченко С.Е., Иванов М.Б. (Белгород) ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ, АКТИВИРОВАННОЙ ЗЕРНОГРАНИЧНОЙ ДИФфуЗИЕЙ	100-102
Игнатъева Д.Н., Чумаченко Е.Н., Кузнецов В.В. (Москва) ОЦЕНКА ПРОЧНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК БОКСИЛОВЫХ КАПП.	103
Шашмурина В.Р., Чумаченко Е.Н., Олесова В.Н., Воложин А.И. (Москва) ОЦЕНКА ПРОЧНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК УСЛОВНО-СЪЕМНОГО ЗУБНОГО ПРОТЕЗА.	104
Макара В.А., Стебленко Л.П., Курилюк А.Н., Коплак О.В., Науменко М.Н., Кольченко Ю.Л. (Киев/Украина) ВЛИЯНИЕ СЛАБОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА МОДИФИКАЦИЮ НАНОКЛАСТЕРОВ СТРУКТУРНЫХ ДЕФЕКТОВ В КРИСТАЛЛАХ КРЕМНИЯ И ЕГО ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА.	105-107
Сидоренко О.Г., Светухин В.В. (Димитровград) ПРОГНОЗИРОВАНИЕ РАБОТОСПОСОБНОСТИ МАТЕРИАЛОВ КОРПУСОВ ВВЭР-440	108-110
Калетина Ю. В., Счастливец В. М., Фокина Е. А. (Екатеринбург) МАРТЕНСИТНОЕ ПРЕВРАЩЕНИЕ ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ И МАГНИТНОЙ ОБРАБОТКЕ В СПЛАВАХ $Fe-Ni$ С РАЗНЫМ РАЗМЕРОМ ЗЕРНА АУСТЕНИТА	111-113
Викарчук А.А., Ясников И.С., Денисова Д.А., Грызунова Н.Н., Цыбускина И.И. (Тольятти) ФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ПОЛУЧЕНИЯ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ НАНОСТРУКТУРНЫХ ОБЪЕКТОВ С ПЕНТАГОНАЛЬНОЙ СИММЕТРИЕЙ	114-116
Ясников И.С. (Тольятти) ФОРМИРОВАНИЕ И СТАБИЛИЗАЦИЯ ПОЛОСТИ В ИКОСАЭДРИЧЕСКИХ МАЛЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЧАСТИЦАХ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ	117-119
Викарчук А.А., Довженко О.А., Власенкова Е.Ю., Талалова Е.А. (Тольятти) МЕХАНИЗМЫ ОБРАЗОВАНИЯ НИТЕВИДНЫХ ПЕНТАГОНАЛЬНЫХ КРИСТАЛЛОВ ПРИ ЭЛЕКТРОКРИСТАЛЛИЗАЦИИ МЕТАЛЛОВ.	120-122
Матлин М.М., Дудкина Н.Г., Дудкин А.Д. (Волгоград) ВЛИЯНИЕ КОМБИНИРОВАННОГО ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОГО УПРОЧНЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ НА ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА УГЛЕРОДИСТЫХ СТАЛЕЙ.	123
Ивченко В.А. (Екатеринбург) ДЕФЕКТНАЯ СТРУКТУРА МАТЕРИАЛОВ ПОСЛЕ ИНТЕНСИВНЫХ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ В АТОМНО-ПРОСТРАНСТВЕННОМ МАСШТАБЕ.	124
Атрошенко С.А., Frommert M., Hu W., Ермолаев В.А., Наумова Н.С. (Санкт-Петербург, Aachen/Germany) СРАВНЕНИЕ ПРОЦЕССОВ ДИНАМИЧЕСКОЙ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ В МЕДИ ПРИ СТАТИЧЕСКОМ И ДИНАМИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ.	125

Надточий В.А., Нечволод М.К., Москаль Д.С. (Славянск/Украина) О МЕХАНИЗМЕ УПРОЧНЕНИЯ ПРИПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ ГЕРМАНИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ЦИКЛИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ	126-127
Ланин А.Г. (Подольск) ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ КАРБИДОВ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ И ИХ СТРУКТУРНЫЕ И ДЕФОРМАЦИОННЫЕ ОСОБЕННОСТИ	127
Столяров В.В. (Москва) ДЕФОРМАЦИЯ И РАЗРУШЕНИЕ УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТЫХ ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ	128-130
Соковилов М.А. (Пермь) АВТОМОДЕЛЬНОСТЬ И ВОЛНОВЫЕ СВОЙСТВА НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛА- СТИЧЕСКОГО СДВИГА ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ УДАРЕ.	131-133
Засимчук Е.Э., Турчак Т.В. (Киев/Украина) СКЕЙЛИНГ ПАРАМЕТРОВ СТРУКТУРЫ ПРОКАТАННОГО НИКЕЛЯ	134-137
Клейнер Л.М., Закирова М.Г. (Пермь) ДИСЛОКАЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ УПРОЧНЕНИЯ– ОСНОВАНИЕ КОНСТ- РУКЦИОННОЙ ПРОЧНОСТИ СТАЛЕЙ	137-138
Давыдова М.М., Давыдов Д.М. (Пермь) СТАТИСТИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ И ФРАКТАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ КАРТИН ФРАГМЕНТАЦИИ СТЕКЛЯННЫХ ПЛАСТИН.	138-142
Шабашова О.А., Панфилов П.Е., Бабушкин А.Н. (Екатеринбург) РАСТРЕСКИВАНИЕ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ КОМ- ПАУНДОВ ПРИ ТОЧЕЧНОМ НАГРУЖЕНИИ	142
Учаев А.Я., Пунин В.Т., Сельченкова Н.И., Кошелева Е.В., Платонова Л.А (Саров) ФОРМАЛИЗМ КРИТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В КОЛИЧЕСТВЕННОМ ОПИСАНИИ ЯВЛЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКОГО РАЗРУШЕНИЯ	143
Учаев А.Я., Пунин В.Т., Сельченкова Н.И., Кошелева Е.В., Платонова Л.А. (Саров) ИЕРАРХИЯ МАСШТАБНЫХ УРОВНЕЙ ДИССИПАТИВНЫХ СТРУКТУР, ВОЗ- НИКАЮЩИХ В МЕТАЛЛАХ В ЯВЛЕНИИ ДИНАМИЧЕСКОГО РАЗРУШЕНИЯ.	144-145
Чан Ван Лыонг (Воронеж) ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПАРАМЕТРА ПО- РЯДКА ПРИ ОТТАЛКИВАТЕЛЬНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ.	145-147
Скворцова Н.П., Кривандина Е.А., Каримов Д.Н. (Москва) ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ И ЛОКАЛИЗАЦИЯ ПЛАСТИ- ЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В КРИСТАЛЛАХ ФЛЮОРИТА	147-150
Vorberg S., Murakumo T., Harada H., Panfilov P. (Jena/Germany, Tsukuba/Japan, Ека- теринбург) THE TEMPERATURE STABILITY OF THE DISLOCATION STRUCTURE AND ITS RELATIONSHIP WITH PLASTICITY OF IRIIDIUM AT ELEVATED TEMPERA- TURES	150
Kisel V.P. (Черноголовка) MECHANISMS OF PLASTICITY AND FRACTURE IN CRYSTALS UNDER LOW AND SHOCK-WAVE STRESSES	151
Кисель В.П. (Черноголовка) О ЕДИНСТВЕ ДЕФОРМАЦИОННЫХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛОВ И ВОДЫ	152-154
Кисель В.П. (Черноголовка) СВЕТ КАК ИСТОЧНИК ДЕФОРМАЦИИ. ФОТОПЛАСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ВОДЕ	154-155
Kisel V.P. (Черноголовка) IMPACT EVIDENCE FOR THE LOCALIZED DEFORMATION ORIGIN OF INSU- LATING-METAL-SUPERCONDUCTING TRANSITION IN SOLIDS.	155-156
Kisel V.P., Barkov T.L. (Черноголовка) UNIVERSALITY OF DISLOCATION MECHANISMS IN CRYSTALLINE AND FLUX-LINE LATTICES OF LOW- AND HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCT- ORS	156

Разоренов С.В., Гаркушин Г.В., Канель Г.И. (Черноголовка) ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНОГО СОСТОЯНИЯ НА ПРОЧНОСТНЫЕ И УПРУГО-ПЛАСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НИКЕЛИДА ТИТАНА ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ	157-159
Панченко Е.Ю., Овсянников А.В., Чумляков Ю.И. (Томск) ВЛИЯНИЕ СТАРЕНИЯ ПОД РАСТЯГИВАЮЩЕЙ И СЖИМАЮЩЕЙ НАГРУЗКОЙ НА ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ Ti-50,8at.%Ni	160-161
Князев С.А., Корсуков В.Е., Корсукова М.М., Обидов Б.А., Пронин И.И., Schierbaum K. (Санкт-Петербург, Düsseldorf/ Germany) ТРАНСФОРМАЦИЯ ГРАФИТОВЫХ ОСТРОВКОВ НА ПОВЕРХНОСТИ РЕКРИСТАЛЛИЗОВАННОЙ ПЛАТИНОВОЙ ФОЛЫГИ ПРИ ОДНООСНОМ РАСТЯЖЕНИИ	162-164
Пугачева Н.Б., Антенорова Н.П. (Екатеринбург) ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ АЛЮМИНИЕВОГО СПЛАВА 01420Т В ЗОНЕ ЛАЗЕРНОЙ СВАРКИ	165-167
Петров П.П., Терентьев Н.Н. (Якутск) НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ТЕХНИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ ГАЗОПРОВОДОВ, ПРОЛОЖЕННЫХ В ВЕЧНОМЕРЗЛЫХ ГРУНТАХ, ПРИ ИХ ДЛИТЕЛЬНОЙ ЭКСПЛУАТАЦИИ.	168-170
Житару Р.П., Рахвалов В.А. (Кишинев/Молдова) ВЛИЯНИЕ НАПРЯЖЕНИЙ, ВВЕДЕННЫХ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИЕЙ, НА МИКРОМЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ GaP.	171-173
Pyshkin S.L., Jitaru R.P., Ballato J.M (Clemson/USA, Kishinev/Moldova) LONG-TERM EVOLUTION OF OPTICAL AND MECHANICAL PROPERTIES IN GALLIUM PHOSPHIDE	174-176
Баяндин Ю.В., Леонтьев В.А., Наймарк О.Б., Оборин В.А., Пермяков С.Л. (Пермь) ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭФФЕКТИВНЫХ ТЕМПЕРАТУР ПЛАСТИЧЕСКИ ДЕФОРМИРУЕМЫХ МЕТАЛЛОВ	177-179
Estrin Y., Григорова Т.В., Исаев Н.В., Пустовалов В.В., Фоменко В.С., Шумилин С.Э., Janecsek M., Hellmig R.J. (Харьков/Украина, Clausthal-Zellerfeld/Germany, Praha/ Czech Republic) СКАЧОК ДЕФОРМИРУЮЩЕГО НАПРЯЖЕНИЯ ПРИ СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ ПЕРЕХОДЕ В РКUP-АЛЮМИНИИ	180-182
Григорова Т.В., Исаев Н.В., Пустовалов В.В., Фоменко В.С., Шумилин С.Э. (Харьков/Украина) СКАЧКООБРАЗНАЯ ДЕФОРМАЦИЯ СПЛАВА Al-Li В НОРМАЛЬНОМ И СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ СОСТОЯНИИ	183-185
Токарев А.В., Бестужева В.В., Сиротинкин Н.В. (Санкт-Петербург) ВЛИЯНИЕ НАПОЛНИТЕЛЕЙ НА ПРОЧНОСТЬ ПОЛИУРЕТАНОВЫХ ЭЛАСТОМЕРОВ	185-186
Соловьев В.С., Успенская М.В. (Санкт-Петербург) КОМПОЗИЦИОННЫЕ ПОЛИМЕРНЫЕ МАТЕРИАЛЫ С БИНАРНЫМ НАПОЛНЕНИЕМ	187
Мартинкевич А.А., Прокопчук Н.Р., Николайчик А.В. (Минск/Беларусь) ПУТИ РЕГУЛИРОВАНИЯ ДЕФОРМАЦИОННО-ПРОЧНОСТНЫХ СВОЙСТВ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ И ПОКРЫТИЙ	188-190
Николайчик А.В., Прокопчук Н.Р., Мартинкевич А.А. (Минск/Беларусь) ПОВЫШЕНИЕ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛИКОНДЕНСАЦИОННЫХ ЛАКОКРАСОЧНЫХ ПОКРЫТИЙ	191-193
Гиляров В.Л. (Санкт-Петербург) ФОРМИРОВАНИЕ СТЕПЕННЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ДЕФЕКТОВ ПО РАЗМЕРАМ В ПРОЦЕССЕ РАЗРУШЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ	194-196
Дитенберг И. А., Тюменцев А. Н., Корзников А. В., Винс С. А. (Томск, Уфа) ЗАКОНОМЕРНОСТИ И МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ И СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУРНЫХ СОСТОЯНИЙ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ РАЗНОГО КЛАССА ПОСЛЕ ИНТЕНСИВ-	197

НОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ МЕТОДОМ КРУЧЕНИЯ ПОД ДАВЛЕНИЕМ	
Лоладзе Л.В., Эфрос Н.Б., Гладковский С.В., Смирнов С.В., Тютенко В.С., Эфрос Б.М. (Донецк/Украина, Екатеринбург) ДЕФОРМАЦИЯ И СВОЙСТВА ГЕТЕРОФАЗНЫХ МАТЕРИАЛОВ С МЕТАСТАБИЛЬНОЙ СТРУКТУРОЙ	198-200
Тихонова Т.А., Неверов В.В. (Новокузнецк) МОДЕЛЬ ИЗЛУЧЕНИЯ УПРУГИХ ВОЛН ПРИ АННИГИЛЯЦИИ КРАЕВЫХ ДИСЛОКАЦИЙ	200-202
Пермяков С.Л., Оборин В.А., Баяндин Ю.В., Наймарк О.Б., Леонтьев В.А. (Пермь) ОБ ЭФФЕКТИВНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ ПЛАСТИЧЕСКИ ДЕФОРМИРОВАННОГО ТВЕРДОГО ТЕЛА	203-205
Плотников В.А., Макаров С.В. (Барнаул) АКУСТИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ ПРИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ДЕФОРМАЦИИ АЛЮМИНИЯ	206-208
Мальцева Л.А., Озерец Н.Н., Россина Н.Г., Сагутдинов Р.Р. (Екатеринбург) СТРУКТУРА, СВОЙСТВА И КОРРОЗИОННАЯ СТОЙКОСТЬ СТАЛИ 03X13H8K5M2Ю _{0.8} T	209
Покровский С.Г., Сердцев Г.И. (Москва) ИЗМЕНЕНИЕ ЗНАКА ТЕПЛОВОГО ЭФФЕКТА ПРИ ОТЖИГЕ МЕДНЫХ ОБРАЗЦОВ С ВОЗРАСТАМИ НАКЛЕПА 0-250 ЛЕТ	210
Froustey С., Наймарк О.Б., Пантелеев И.А., Сергеичев И.В. (Bordeaux/France, Пермь, Н.Новгород) УНИВЕРСАЛЬНОСТЬ СТАТИСТИКИ ФЛУКТУАЦИЙ ПРИ ЛОКАЛИЗАЦИИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В МЕТАЛЛАХ	211-214
Могучева А.А., Кайбышев Р.О. (Уфа) СЛУЖЕБНЫЕ СВОЙСТВА АЛЮМИНИЕВОГО СПЛАВА 1421 СИСТЕМЫ Al-Li-Mg ПОСЛЕ РКУ ПРЕССОВАНИЯ.	214-215
Палистрант Н.А. (Кишинев/ Молдова) ВЛИЯНИЕ РАЗНЫХ ФАКТОРОВ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НОВЫХ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ АМИНОСТИРОЛА	215-218
Баяндин Ю.В., Наймарк О.Б. (Пермь) АВТОМОДЕЛЬНОСТЬ ДОГРУЗОЧНОГО УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОГО ВОЛНОВОГО ФРОНТА В МЕТАЛЛАХ	219
Плехов О.А. (Пермь) ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ НАКОПЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ В ЖЕЛЕЗЕ ПРИ УПРУГО-ПЛАСТИЧЕСКОМ ПЕРЕХОДЕ.	220-222
Батрак В.В., Веремейчик А.И., Сазонов М.И., Хвисевич В.М. (Брест/Беларусь) ПОВЕРХНОСТНОЕ УПРОЧНЕНИЕ ДЕТАЛЕЙ ИЗ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ ДВИЖУЩЕЙСЯ ПЛАЗМЕННОЙ ДУГОЙ	223-225
Петров В.Н. (Якутск) МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ТРЕЩИНОСТОЙКОСТИ В УСЛОВИЯХ ХРУПКОГО ДИНАМИЧЕСКОГО РАЗРУШЕНИЯ.	226-228
Малашенко В.В. (Донецк/Украина) ДВИЖЕНИЕ ПАРЫ КРАЕВЫХ ДИСЛОКАЦИЙ В КРИСТАЛЛЕ СО СТРУКТУРНЫМИ НЕСОВЕРШЕНСТВАМИ.	229-231
Малашенко В.В. (Донецк/Украина) ВЛИЯНИЕ ДИСЛОКАЦИОННЫХ ПЕТЕЛЬ НА СКОЛЬЖЕНИЕ КРАЕВОЙ ДИСЛОКАЦИИ	232-234
Темнов О.В., Федоровский Г.Д. (Санкт-Петербург) О ДЕФОРМАТИВНЫХ И ПРОЧНОСТНЫХ СВОЙСТВАХ СВЕРХВЫСОКОМОЛЕКУЛЯРНЫХ ПОЛИЭТИЛЕНОВ ВЫСОКОЙ ПРОЧНОСТИ	235-237
Вьюненко Ю.Н., Затульский Г.З. (Санкт-Петербург, Киев/Украина) ДЕФОРМАЦИОННОЕ ПОВЕДЕНИЕ СПИРАЛИ ИЗ СПЛАВА CuZnAl ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУР МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ.	237-240

Иваненков Д.А., Кузнецов А.А. (Витебск/Беларусь) ВЛИЯНИЕ ДЕФЕКТНОСТИ СТРУКТУРЫ НА ПРОЧНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕКСТИЛЬНЫХ НИТЕЙ	241
Иваненков Д.А., Кузнецов А.А. (Витебск/Беларусь) ВЛИЯНИЕ ГЕТЕРОГЕННОСТИ СТРУКТУРЫ НА УСТАЛОСТНЫЕ СВОЙСТВА ТЕКСТИЛЬНЫХ НИТЕЙ	242
Иваненков Д.А., Кузнецов А.А. (Витебск/Беларусь) ПРОГНОЗИРОВАНИЕ РАБОТОСПОСОБНОСТИ ТЕКСТИЛЬНЫХ НИТЕЙ ПРИ МНОГОЦИКЛОВЫХ ДЕФОРМАЦИЯХ РАСТЯЖЕНИЯ	243
Завдоев А.В., Бейгельзимер Я.Е., Эфрос Б.М. (Донецк/Украина) О САМОПОДОБИИ СТРУКТУР ДЕФОРМИРОВАННЫХ МЕТАЛЛОВ.	244-246
Ляхов С.А., Лысенко А.В., Нгуен Тхи Нгок Ны, Сафонов И.А., Хоник В.А. (Воронеж) ВОССТАНОВЛЕНИЕ ДЕФОРМАЦИОННОЙ СПОСОБНОСТИ СОСТАРЕННОГО МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СТЕКЛА $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$	246-248
Нгуен Тхи Нгок Ны, Хоник С.В., Митрофанов Ю.П. (Воронеж) ИЗМЕНЕНИЕ ПЛОТНОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СТЕКЛА $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$ В РЕЗУЛЬТАТЕ ЗАКАЛКИ	249-251
Ильенко В. В., Свиридов В. В., Хоник С. В. (Воронеж) ТЕРМИЧЕСКАЯ РЕЛАКСАЦИЯ АСИММЕТРИЧНОЙ БИСТАБИЛЬНОЙ СИСТЕМЫ	251-254
Хоник С.В., Нгуен Тхи Нгок Ны, Митрофанов Ю.П. (Воронеж) ТЕРМИЧЕСКОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ СВОЙСТВ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СТЕКЛА $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$	255-257
Коршунов Л.Г., Гойхенберг Ю.Н., Черненко Н.Л. (Екатеринбург, Челябинск) ТРИБОЛОГИЧЕСКИЕ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АЗОТСОДЕРЖАЩИХ ХРОМОМАНГАНЦЕВЫХ СТАЛЕЙ, ЛЕГИРОВАННЫХ 2–4,5 % КРЕМНИЯ	258-260
Иванов А.М., Петрова Н.Д., Горохов А.М. (Якутск) ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ И ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ НА КОЭРЦИТИВНУЮ СИЛУ ОБРАЗЦОВ КОНСТРУКЦИОННОЙ СТАЛИ	260-262
Гуткин М.Ю., Смирнов М.А., Шейнерман А.Г., Аргунова Т.С., Мохов Е.Н. (Санкт-Петербург) МИКРОМЕХАНИКА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СТРУКТУРНЫХ ДЕФЕКТОВ В РАСТУЩИХ КРИСТАЛЛАХ КАРБИДА КРЕМНИЯ	263-265
Гуткин М.Ю., Шейнерман А.Г. (Санкт-Петербург) ВИНТОВЫЕ ДИСЛОКАЦИИ В УПРУГО-НЕОДНОРОДНЫХ НАНОПРОВОЛОКАХ И ПОЛЫХ НАНОТРУБКАХ	266-268
Шибков А.А., Желтов М.А., Шуклинов А.А., Золотов А.Е., Михлик Д.В., Лебедин М.А. (Тамбов, Черногловка) СКАЧКИ СВЕРХПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ СПЛАВА $AMg5$	269-272
Шибков А.А., Желтов М.А., Шуклинов А.А., Золотов А.Е., Михлик Д.В. (Тамбов) СОБСТВЕННОЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КОНТАКТА ЛЕД–МЕТАЛЛ.	272-274
Шибков А.А., Желтов М.А., Шуклинов А.А. (Тамбов) ДИНАМИКА И СТАТИСТИКА ДИСЛОКАЦИОННЫХ ЛАВИН И ТРЕЩИН В ДЕФОРМИРУЕМОМ ЛЬДЕ	275-277
Кашенко М.П., Чашина В.Г., Вихарев С.В., Иванов С.В. (Екатеринбург) ДИНАМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ФОРМИРОВАНИЯ ДВОЙНИКОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ ПРИ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ	278-280
Кашенко М.П., Чашина В.Г. (Екатеринбург) КРИСТАЛЛОДИНАМИКА ОЦК–ГПУ МАРТЕНСИТНОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ	281
Хорев И.Е., Азанова Я.В., Ерохин Г.А. (Томск) ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЗАЩИТНОЙ СТОЙКОСТИ ПРЕГРАД И КОНСТРУКЦИЙ ОТ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО УДАРА ТЕХНОГЕННЫХ ТЕЛ	282

Рубаник В.В, Шадурский А.В, Рубаник В.В. мл. (Витебск, Полоцк/Беларусь) МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛО ВЫДЕЛЕНИЯ В TiNi СПЛАВАХ ПРИ УЛЬТРАЗВУКОВОМ ВОЗДЕЙСТВИИ	283-285
Милюкина С.Н., Рубаник В.В. (мл.), Рубаник В.В., Дорудейко В.Г (Ви- тебск/Беларусь) ВЛИЯНИЕ РЕЖИМОВ ТЕРМООБРАБОТКИ НА ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ СВОЙ- СТВА ПРОВОЛОКИ НИКЕЛИДА ТИТАНА ДЛЯ ВНУТРИМАТОЧНЫХ КОН- ТРАЦЕПТИВОВ	286-287
Клубович В.В., Кулак М.М., Самолетов В.Г. (Витебск/Беларусь) ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРООБРАЗОВАНИЯ ДИСПЕРСНО-УПРОЧНЯЮЩЕЙ КАРБИДНОЙ МАТРИЦЫ ПРИ СИНТЕЗЕ МАТЕРИАЛА МЕТОДОМ СВС С ВОС- СТАНОВИТЕЛЬНОЙ СТАДИЕЙ	288
Именной указатель	289
Содержание	293

Научное издание

**XVII Петербургские чтения по проблемам прочности,
посвященные 90-летию со дня рождения профессора А.Н. Орлова**

Материалы конференции, Ч. II.,
10-12 апреля 2007 г. Санкт-Петербург, Россия

Все работы публикуются в авторской редакции.

Оформление и компьютерная верстка Черняевой Е.В.