

**XVIII Петербургские  
чтения по проблемам  
прочности  
и роста кристаллов,**

посвященные 100-летию  
со дня рождения  
члена-корреспондента АН СССР  
профессора А.В.Степанова

*21-24 октября 2008 г.  
Санкт-Петербург*

Сборник  
материалов

**Часть 2**



Санкт-Петербург, 2008

## ПОРИСТОСТЬ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Слущер А. И., Бетехтин В. И., Кадомцев А. Г., Синани А. Б.,  
Дамаскинская Е. Е.

*Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе, г. Санкт-Петербург, Россия*  
[Vladimir.Betekhtin@mail.ioffe.ru](mailto:Vladimir.Betekhtin@mail.ioffe.ru)

Исследованы микропористость, прочностные свойства и особенности микро-разрушения двух типов керамик: керамики на основе карбида кремния, приготовленной методом спекания и силикатной керамики, приготовленной методом гидратации окислов кремния и кальция. Подбор режимов спекания позволял изменять интегральную пористость Si-C керамики в 10 раз (1 – 10%), а обработка высоким давлением пористость силикатной керамики в 5 раз (6 - 30%).

Используя комплекс методов (малоугловое рентгеновское рассеяние, протонный магнитный резонанс, электронную сканирующую и оптическую микроскопию и др.), были получены распределения микро и нанопор по размерам в диапазоне от 3 нм до десятков микрометров. Для каждой из керамик выделено по 3 четко разделяющиеся фракции нано и микропор, каждая из которых привязана к определенным элементам структуры керамик – зернам и микрокристаллитам.

Исследования механических свойств позволили определить значения динамической прочности, прочности на растяжение и сжатие, микротвердости, модуля упругости. На основании полученных данных проведен анализ связи механических свойств с параметрами пористости керамик. Привлечение данных о характере микро-разрушения материалов позволило выявить роль каждой фракции пор в этом процессе и выявить механизмы возникновения локальных перенапряжений в их ансамблях.

Проведенный анализ процесса микро-разрушения этих материалов базировался на предложенной модели возникновения перенапряжений на межпоровых промежутках и результатов расчетов полей напряжений с использованием метода конечных элементов. Показано, что микро-разрушение керамик происходит за счет силового «разрыва» перемычек между порами, причем в Si - C керамике высокие перенапряжения возникают в границах зерен за счет взаимодействия всех нано и микропор находящихся на границах. В силикатной керамике излом микрокристаллитов происходит по такой же схеме, но их “ослабление” связано только с внутрикристаллитными нанопорами, роль межкристаллитных микропор сводится к созданию изгибающих нагрузок на самих кристаллитах. Выявлены особенности развития микро-разрушения пористых керамик в зависимости от способа испытания (динамика, сжатие, растяжение и т. д).

Для исследованных керамик проведены оценки величины перенапряжений, которые зависят не только от параметров микропористости, но и от способа нагружения материала. Так, минимальные перенапряжения реализуются при динамических испытаниях, когда за разрушение ответственны средние значения параметров пористости, а максимальные – при статическом растяжении, когда работают локальные значения этих параметров.

# EVOLUTION OF UNIFORMLY STRESSED MICROPORE IN BRITTLE SOLID

Kukushkin S. A., Kuzmichev S. V.

*Institute for Problems in Mechanical Engineering Russian Academy of Science,  
Saint-Petersburg, Russia,  
[sergey.kuzmichev@gmail.com](mailto:sergey.kuzmichev@gmail.com)*

## Annotation

The microscopic mechanism of appearance and evolution of micropore is proposed. In paper is analyzed evolution of morphology of micropore in brittle solid under external stress loading. It is determined that if value of external load is more than critical load value form of micropore becomes unstable and micropore can evolve transforming into crack germ. Also in paper is presented results of finite-element simulation of micropore growth.

## Introduction

The process of fracture of solids as well known begins since nucleation and further crack growth. The fracture of solids is studied for a long time. Two main approaches exist. The first approach is based on classical solid mechanics and Griffith's idea. It is supposed the assumption about initial crack existence before loading. It describes only the evolution of existent cracks and to say nothing about microcrack nucleation. The second approach which is used in this paper is based on microscopic mechanism of appearance and evolution of microcrack. It is assumed that sources of cracks can be micropores forming from diffusion of vacancies in brittle solids under the fixed loading. The "gas" vacancies and micropores can be considered as two different phases. The micropores are considered as "negative" crystals and the vacancies as "void atoms". The nucleation of pores from a supersaturated solution of vacancies is similar to the crystal formation from supersaturated solution. An equilibrium concentration of vacancies exists in the solid. Additional vacancies are formed in the crystal under an external loading. An excessive concentration of vacancies may initiate the process of micropore nucleation via fluctuation mechanism.

The aim of the paper is to investigate stability criterion of morphology of micropore and evolution its form.

## Statement

Consider elastic brittle solid in which there is micropore. It is supposed that initial forms of solid and micropore are spherical. Traction is applied on external surface. For simplicity of analysis influence of only normal component of stress tensor is considered. Influence of shear components of stress tensor is neglected.

To define velocity of micropore growth making use of formula which was defined in [1,2] and which is connected with normal component of stress tensor and concentration of vacancies

$$\frac{S_0 \omega}{k_B T} = \ln \frac{\bar{c}}{c_0} \quad (1)$$

where  $\omega$  – vacancy volume,  $k_B$  – Boltzmann constant,  $T$  – temperature,  $\bar{c}$  – concentration of vacancies arising in solid when loading applied,  $c_0$  – equilibrium concentration of vacancies on flat boundary subject to temperature is held fixed. Quantity  $S_0 \omega / k_B T$  is nothing else than driving force of phase transformation of vacancies into micropore. This quantity is analogue of supersaturation ( $\ln \bar{c} / c_0$ ) in the first type of phase transitions. In papers [1,2] this quantity was called overstrain. On conditions that supersaturation is

$(\bar{c} - c_0)/c_0 \ll 1$  we can suppose that  $\ln \bar{c}/c_0 \approx (\bar{c} - c_0)/c_0$ . Hence relation (1) can be simplified in view

$$\frac{S_0 W}{k_B T} = \frac{\bar{c} - c_0}{c_0} \quad (2)$$

This relation lets us use analogue between micropore growth under the loading and growth of crystal from supersaturated solution which was analyzed in classical work of Mullins and Sekerka [3].

In our case external mechanical stress evokes a flow of vacancies to micropore surface. Then micropore surface can fluctuate. These fluctuations can lead to morphological unstability of micropore surface.

Let's consider spherical surface of micropore of radius R. Let external loading lead to small perturbation of micropore. These perturbations would be decomposed harmonics of spherical functions  $Y_{lm}(\mathbf{q}, \mathbf{j})$ , i.e.

$$r(\mathbf{q}, \mathbf{j}) = R + \sum_{l=0}^{\infty} d_l Y_{lm}(\mathbf{q}, \mathbf{j}) \quad (3)$$

where  $Y_{lm}$  – spherical harmonic,  $d_l$  – small quantity in comparison with radius of micropore, so second-order term to  $d_l$  can be omitted.

## Results

It is discovered that if external loading satisfies this inequality

$$(l+1)(l+2) + 2 < \frac{S_0 R}{\Gamma_D} = \frac{S_0 R}{2g} \quad (4)$$

then micropore morphology will be changed. Given value  $l$  corresponds definite radius of micropore  $R_{cr}(l)$ . On reaching this radius  $R_{cr}(l)$  harmonic  $l$  becomes unstable. Expression for critical radius can be written as follows

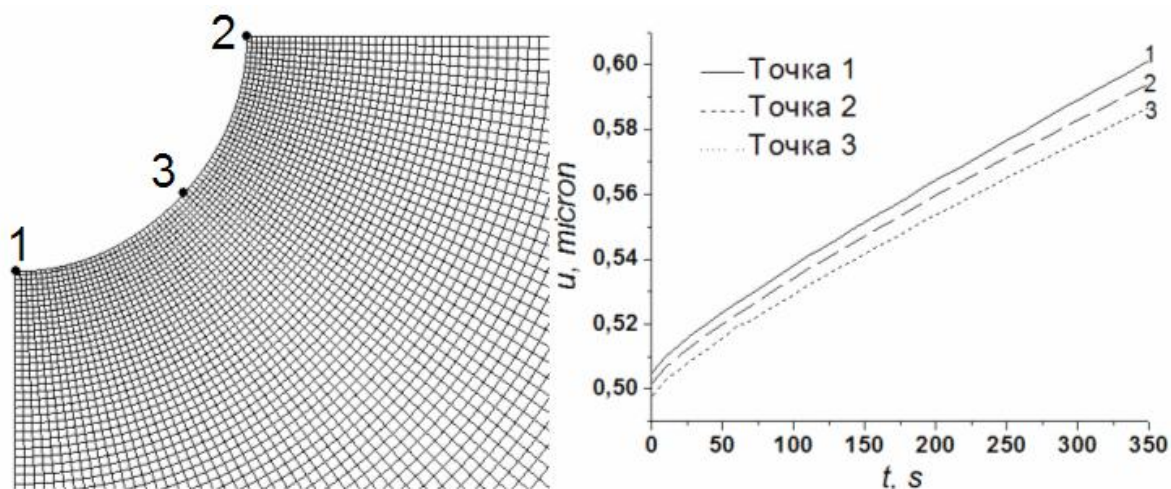
$$R_{cr}(l) = \left[ \frac{(l+1)(l+2)}{2} + 1 \right] \frac{2g}{S_0} \quad (5)$$

where  $R_{cr} = 2g/S_0$ , according [4,5], - critical radius undisturbed micropore.

In case uniform loading critical radius is independent of temperature. But velocity of perturbation growth depends on temperature. Such quantities as  $\tilde{S}_{0,R}(R, \mathbf{q}, \mathbf{j})$  and  $G_D$  increase due to decreasing of temperature. Thus if applied loading exceeds the critical value determined in (4), the form of micropore becomes unstable and can grow uncontrolled. As a result micropore can be changed into a branched dendrite similar to that which arises from supersaturated solutions or supercooled melts [5].

Shown on figure 1 is result of numerical modeling using finite element method making use of diffusive-temperature analogy. Values of parameters by the example of micropore growth in silicon crystal were used.

Presented on this figure is contours of circular component of displacement vector in points 1, 2, 3 which are shown on left picture and corresponding values of  $\theta = 0, 90$  and  $45$  from time for the case  $r = r(\theta) = R + d \cdot P_4(\cos(\mathbf{q}))$  where  $P_4(\cos(\mathbf{q}))$  – Legendr's polynomial. In this case micropore growth is more vivid and it lets us to consider only quarter of region on account of symmetry of geometry and boundary conditions.



**Fig. 3** Contours of circular component of displacement vector in points 1,2,3 which are shown on picture and corresponding values of  $\theta = 0, 90$  and  $45$  from time for the case  $r = r(\theta) = R + d \cdot P_4(\cos(\theta))$

Figure 1 indicates that maximum velocity of micropore growth is in point 1, minimum – in point 3. Thus tendency to evolution of micropore in crack appears with time. These tendencies appear in experiment too [2].

#### References

1. S.A. Kukushkin. Mechanics Usp. № 2, 24, (2003).
2. S.A. Kukushkin. J. of Appl. Phys., 98, p. 033503-1, (2005).
3. Mullins, Sekerka. Problems of crystal growth. Mir, M. (1968). С. 89.
4. P. G. Cheremskoy, V. P. Betehtin, V. V. Slesov. Micropores in solids. Energoatomizdat, M., (1990). 376с.
5. S.A. Kukushkin, A. V. Osipov. Phys. Usp. 68, 10, 1083 (1998).
6. G. P. Cherepanov Mechanics of brittle failure. Nauka, M., (1974).640с.

УДК 669.14.018.295:539.537

### ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА СТАБИЛЬНОСТЬ РЕВЕРТИРОВАННОГО АУСТЕНИТА И СВОЙСТВА МАРТЕНСИТНОСТАРЕЮЩИХ СТАЛЕЙ

**Калетина Ю. В., Счастливец В. М.**

*Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия*

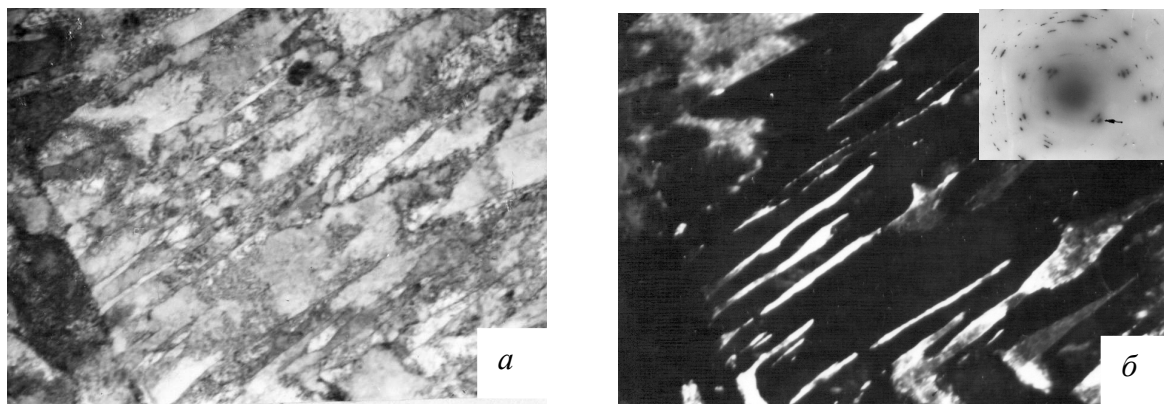
[kaletina@imp.uran.ru](mailto:kaletina@imp.uran.ru)

В структуре закаленной стали практически всегда присутствует остаточный аустенит как следствие неполноты мартенситного превращения. Количество остаточного аустенита может быть очень малым или достаточно большим.

Закалка из межкритического интервала (МКИ) температур малоуглеродистых легированных никелем или марганцем сталей обеспечивает получение в структуре большого количества остаточного (ревертированного) аустенита, и используется как операция термообработки для получения высоких значений ударной вязкости при низких температурах [1, 2]. Так как ревертированный аустенит является метастабильной фазой, он может превращаться в мартенсит при внешних воздействиях – при понижении температуры, приложении напряжений или деформаций, что безусловно отражается на механических свойствах сталей.

В работе на мартенситносталях 03X11H8M2Ф, 03X11H10M2Т, 03X11H8K10M5Т проведено исследование устойчивости ревертированного аустенита в зависимости от температуры нагрева и выдержки в межкритическом интервале температур, а также влияние различно рода внешних воздействий (термоциклической обработки, длительного отпуска и пластической деформации) на стабильность мартенсито-аустенитной структуры и механические свойства.

В результате предварительной термообработки – закалки от 950 °С в воде, исследуемые стали имели мартенситную структуру с небольшим (2-5 %) количеством остаточного аустенита, который обычно располагается в виде тонких прослоек вдоль границ реек мартенсита (рис. 1).

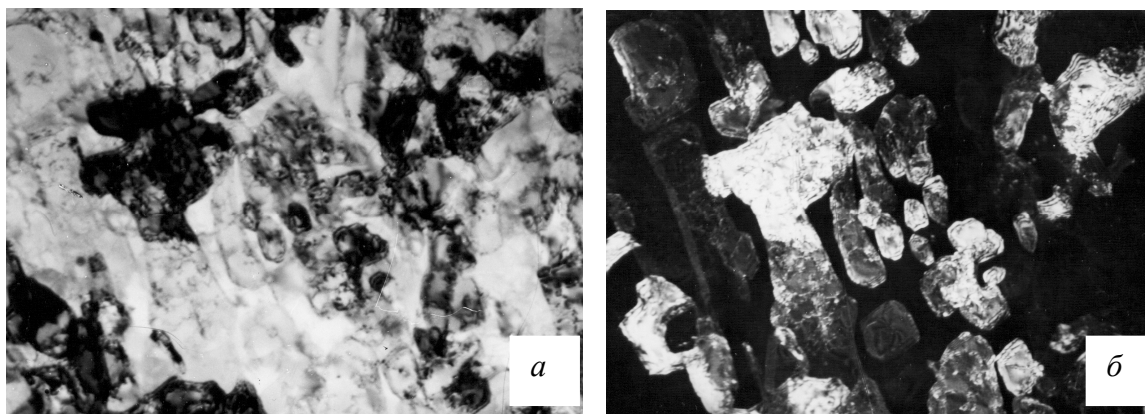


**Рис. 1.** Структура стали 03X11H8M2Ф после закалки от 950°С, х 22 000. *а* – светлопольное изображение; *б* – темнопольное изображение в рефлексе аустенита (200)<sub>γ</sub>.

После закалки от 950 °С образцы исследуемой стали нагревали в область МКИ на разные температуры от 580 до 740 °С. Структура стали после закалки из межкритического интервала температур приведена на рис. 2. Она характеризуется наличием большого количества ревертированного аустенита, который хорошо виден на темнопольном изображении (рис. 2 б) в рефлексе аустенита (200)<sub>γ</sub>. Кристаллы ревертированного аустенита имеют полиэдрическую форму в отличие от межкристаллитных прослоек остаточного аустенита в закаленной стали, внутри аустенитных кристаллов видна дислокационная структура.

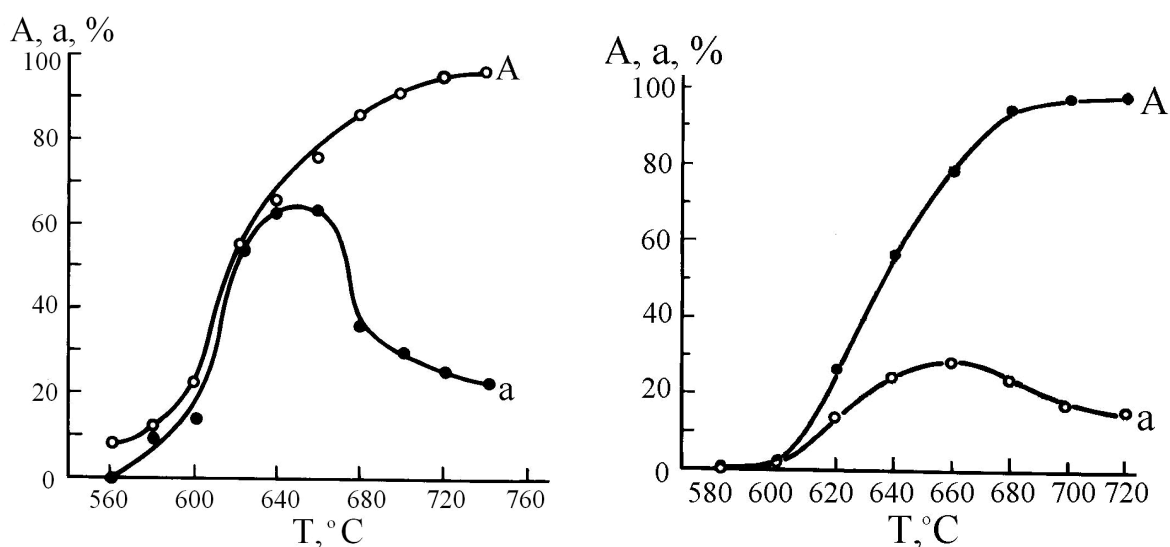
Показано, что количество аустенита, образовавшегося при температуре аустенизации (А), с повышением температуры нагрева монотонно увеличивается (рис. 3). Количество ревертированного аустенита (сохранившегося в стали после охлаждения до комнатной температуры - а) изменяется по более сложной экстремальной зависимости с максимумом около 640-660 °С, в зависимости от состава стали. Это связано как с устойчивостью образовавшегося аустенита, так и с его количеством. Установлено, что количество и устойчивость ревертированного аустенита зависят от температуры его образования. Чем ниже температура закалки, тем ревертированный аустенит более устойчив, а его количество имеет экстремальную зависимость от температуры. Определены режимы закалки, позволяющие получить достаточное коли-

чество ревертируемого аустенита требуемой стабильности. При увеличении температуры заковки стабильность образовавшегося в межкристаллическом интервале температур аустенита уменьшается, поэтому значительная часть его при охлаждении испытывает превращение.



**Рис. 2.** Структура стали 03X11H8M2Ф после заковки от 950 °С и нагрева в МКИ на 660 °С, х 22 000: *а* – светлопольное изображение; *б* – темнопольное изображение в рефлексе аустенита (200)<sub>γ</sub>.

Кинетика образования аустенита при нагреве и после заковки из МКИ качественно одинаковая во всех исследуемых сталях. В зависимости от состава меняется максимальное количество ревертированного аустенита (рис. 3). В сталях 03X11H8M2Ф и 03X11H8K10M5Т максимальное количество ревертированного аустенита удалось получить при нагреве сталей до 640-660 °С, оно составляет 65 %, а в 03X11H10M2Т – 30 % при 660 °С. Было установлено, что скорость охлаждения от температуры заковки влияет на количество остаточного аустенита и фазовый состав стали. Это в свою очередь создает определенные технологические трудности при термообработке деталей неодинаковой толщины в разных сечениях и, следовательно, приводит к неоднородности свойств по сечению образца.



**Рис. 3.** Зависимость количества остаточного аустенита от температуры нагрева в стали 03X11H8M2Ф (*а*) и 03X11H10M2Т (*б*).

Образцы стали 03X11H8M2Ф, закаленные из межкритического интервала, подвергали кратковременному и длительному отпуску (до 100 ч) на температуру 450 °С, а также термоциклической обработке, заключающейся в нагреве на 450 °С и последующему охлаждению до -196 °С или -269 °С (число циклов нагрева и охлаждения варьировали от 1 до 25), другую часть образцов деформировали на разную степень при комнатной и отрицательных температурах для определения устойчивости ревертированного аустенита и ударной вязкости стали.

В стали 03X11H8M2Ф с мартенситной структурой в результате многократного термоциклирования ударная вязкость уменьшается с 1,0 до 0,25 МДж/м<sup>2</sup>. В стали с мартенситно-аустенитной структурой после термоциклирования ударная вязкость снижается незначительно с 1,1 до 0,8 МДж/м<sup>2</sup>, и остается практически неизменной при увеличении числа циклов от 1 до 25.

Показано, что при одинаковом уровне прочности ударная вязкость стали 03X11H8M2Ф при комнатной и отрицательных температурах значительно выше после закалки из межкритического интервала по сравнению с ударной вязкостью после обычной закалки от 950 °С. Однократное или многократное циклическое охлаждение до криогенных температур, а также длительный отпуск (до 100 ч) при T = 450 °С не приводит к превращению ревертированного аустенита, полученного при оптимальном режиме термообработки, и понижению ударной вязкости стали. Ревертированный аустенит стабилен при пластической деформации на 20 % при комнатной температуре и при деформации до 10 % при отрицательных температурах (-196 °С).

Устойчивость ревертированного аустенита в стали 03X11H8M2Ф исследовали к многократно повторяющимся нагрузкам. Испытания на циклическую трещиностойкость стали в двух исходных состояниях - с мартенситной и мартенсито-аустенитной структурой показали, что меньшая скорость роста трещины V при всех значениях коэффициента интенсивности напряжений  $\Delta K$  наблюдалась в стали с ревертированным аустенитом. Присутствие в стали наряду с мартенситом некоторого количества стабильного аустенита увеличивает циклическую трещиностойкость стали 03X11H8M2Ф, благоприятно влияет на сопротивление росту усталостной трещины, уменьшая скорость ее распространения.

Таким образом, проведенные исследования показали, что в равнопрочном состоянии (с  $\sigma_b \sim 1100$  МПа) сталь 03X11H8M2Ф с двухфазной мартенсито-аустенитной структурой, содержащей до 40 % ревертированного аустенита, имеет более высокие значения ударной вязкости и циклической трещиностойкости, по сравнению со сталью той же прочности с чисто мартенситной структурой. Отметим, что это реализуется только при условии, что аустенит стабилен. Если ревертированный аустенит испытывает превращение при испытаниях, то вязкие свойства падают.

*Работа выполнена по плану РАН (тема № 01.2.006 13392) и при частичной поддержке РФФИ (грант № НШ-643.2008.3).*

### Список литературы

1. Счастливец В. М., Бармина И. Л., Яковлева И. Л. и др. Образование и устойчивость ревертированного аустенита в малоуглеродистых никель-молибденовых сталях // ФММ. 1983. Т. 55, вып. 2. С. 316-322.
2. Kim G.I., Syn C.K., Morris I.W. Microstructural sources of toughness in QLT-treated 5,5 Ni cryogenic steel // Met Trans. 1983. 14A. N 1. P. 93-103.



## ЭВОЛЮЦИЯ СТРУКТУРЫ ПЕРЛИТА УГЛЕРОДИСТОЙ СТАЛИ В РЕЗУЛЬТАТЕ УСТАЛОСТНЫХ ИСПЫТАНИЙ

Макаров А. В., Саврай Р. А., Табатчикова Т. И.\*, Счастливец В. М.\*,  
Яковлева И. Л.\*, Егорова Л. Ю.\*

*Институт машиноведения УрО РАН, г. Екатеринбург, [ras@imach.uran.ru](mailto:ras@imach.uran.ru)*

*\* Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, [phim@imp.uran.ru](mailto:phim@imp.uran.ru)*

Для изготовления изделий с повышенными уровнями прочности, твердости и износостойкости, в частности, высокопрочной проволоки, рельсов и колес для железнодорожного транспорта применяются высокоуглеродистые перлитные стали [1]. Часто причиной выхода из строя таких изделий является усталостное разрушение. При циклическом нагружении металла наряду с изменениями дислокационной структуры могут протекать и другие структурные превращения. При усталостных испытаниях до начала развития главной трещины весь объем рабочей части образца испытывает циклические нагрузки, поэтому представляется важным исследование возможных структурных изменений в материале на значительном расстоянии от усталостного излома.

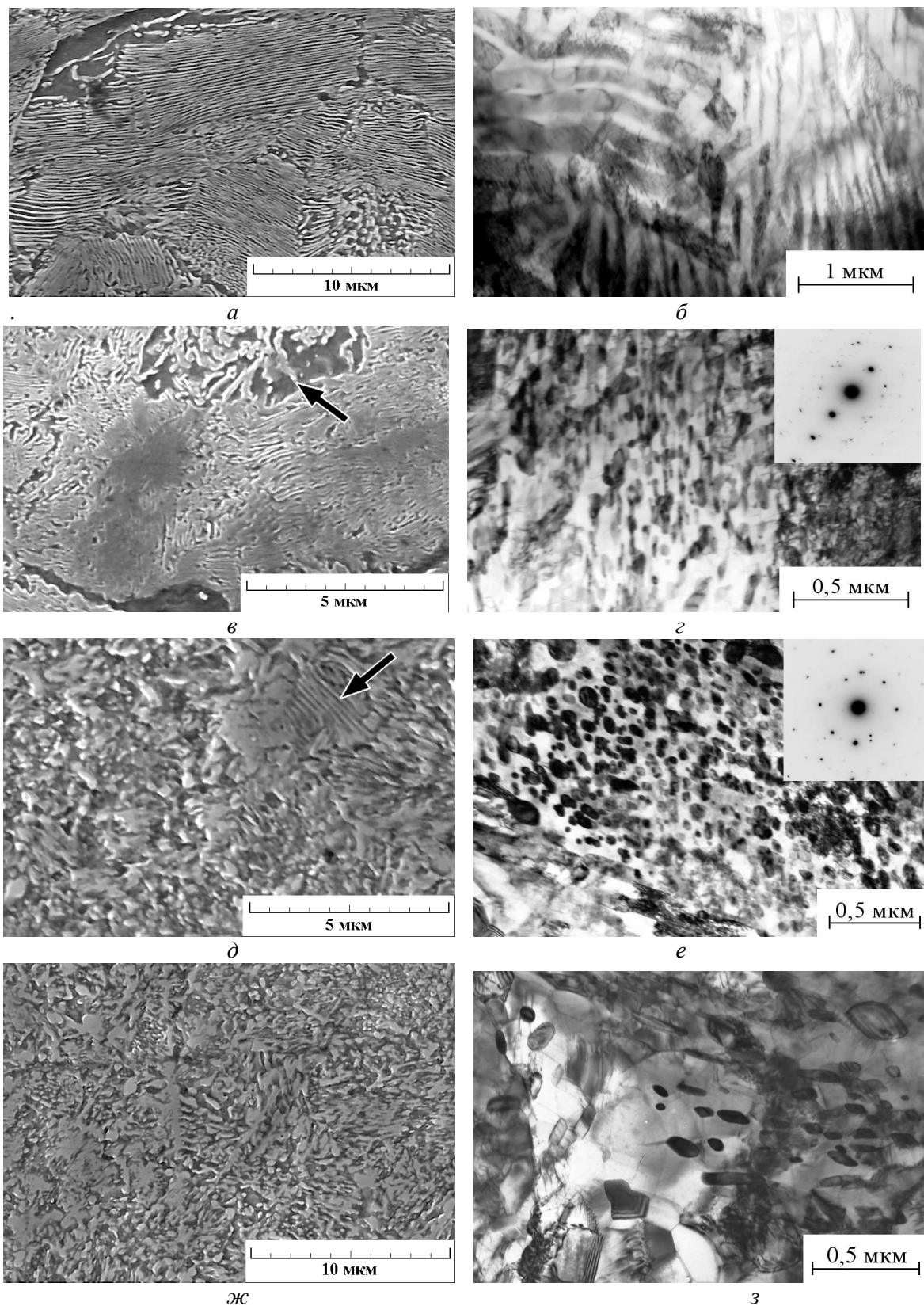
Методами сканирующей и просвечивающей (ПЭМ) микроскопии при нагружении в области многоциклового усталости изучена эволюция перлитных структур различного типа, сформированных в заэвтектоидной стали У10 в процессе изотермического распада при температурах 500 и 650 °С, а также при отжиге тонкопластинчатого перлита при температуре 650 °С в течение 10–300 мин. Структурные исследования проводили в рабочей части образцов на расстоянии 10 мм от усталостного излома, то есть до момента локализации развития усталостных трещин. Циклическое нагружение в области многоциклового усталости проводили с контролируемой величиной напряжения  $\Delta\sigma = 2\sigma_a = 0,7\sigma_{0,2}$  (где  $\sigma_{0,2}$  – условный предел текучести при статическом растяжении), коэффициентом асимметрии цикла  $R_\sigma = 0$  (знакопостоянное отнулевое растяжение), изменением амплитуды напряжения цикла по синусоидальному закону, частотой нагружения 10 Гц.

После превращения при 650 °С сталь У10 имеет структуру грубопластинчатого перлита, состоящего из чередующихся пластин феррита и цементита, со средним межпластинчатым расстоянием  $\lambda = 0,20\text{--}0,28$  мкм и размером колоний 10–30 мкм [2]. При температуре 500 °С в стали формируется значительно более дисперсная структура тонкопластинчатого перлита с межпластинчатым расстоянием  $\lambda = 0,08\text{--}0,14$  мкм и размерами колоний 5–15 мкм [2]. Кратковременный (10 мин) отжиг тонкопластинчатого перлита при 650 °С не приводит к видимым изменениям в морфологии карбидной фазы: отсутствует сфероидизация и коалесценция цементита. После длительного отжига (300 мин) при 650 °С сталь имеет структуру частично сфероидизированного перлита.

При многоциклового усталости (растяжение с величиной напряжения в цикле ниже макроскопического предела текучести) в стали У10 с различными перлитными структурами протекают заметные структурные изменения даже на значительном удалении от зоны усталостного излома, когда исключено влияние циклической деформации, протекающей в процессе образования усталостной трещины.

Наименее выражены структурные изменения после  $N = 399037$  циклов нагружения в образце со стабильной структурой грубопластинчатого перлита. В отдель-

ных участках происходит вынос углерода из цементитных пластин, сопровождающийся изгибом и потерей их четкой огранки (рис. 1а, б).



**Рис. 1.** Электронные микрофотографии структуры после циклического нагружения стали У10 с исходной структурой: а, б – грубопластинчатого перлита; в, г – тонкопластинчатого перлита; д, е – тонкопластинчатого перлита после кратковременного отжига 10 мин; ж, з – частично сфероидизированного перлита после отжига 300 мин; а, в, д, ж – РЭМ, б, г, е, з – ПЭМ

Число циклов до разрушения стали со структурой неотожженного тонкопластинчатого перлита существенно меньше ( $N = 43270$ ), чем у стали со структурой грубопластинчатого перлита. Тем не менее, уже при числе циклов нагружения около 40 тыс. в стали У10 с такой структурой в некоторых колониях наблюдается фрагментация и дробление цементитных пластин (указано стрелкой на рис. 1в), а также частичная диссоциация (растворение) цементита (рис. 1з).

Кратковременный (10 мин) отжиг тонкопластинчатого перлита приводит к росту циклической прочности стали ( $N = 706391$ ). Циклическое нагружение отожженного тонкопластинчатого перлита приводит к существенному изменению структуры: наблюдается сфероидизация цементита (рис. 1д, е), в ферритной составляющей перлита прошла полигонизация. Только отдельные колонии отожженного перлита сохраняют пластинчатое строение (указано стрелкой на рис. 1д). Сфероидизация развивается и в неотожженном тонкопластинчатом перлите (см. рис. 1в, г), хотя и в значительно меньшей степени, что может быть следствием малой продолжительности циклического нагружения до разрушения образца ( $N = 43270$ ).

Развитие процесса сфероидизации цементита свидетельствует об ускорении диффузии атомов углерода при циклическом нагружении перлитной стали. Этому могут способствовать упругие растягивающие напряжения, возникающие при испытаниях на циклическое растяжение, развитие микропластической деформации материала, возможно, очаговое тепловыделение в микрообъемах, подвергающихся микродеформациям.

Важно отметить, что усталостный излом образца со структурой кратко временно (10 мин) отожженного перлита подобен излому отожженной в течение 300 мин стали, в которой в результате длительного циклического нагружения ( $N = 779514$ ) практически завершается процесс сфероидизации цементита (рис. 1ж, з). В обоих случаях изломы содержат многочисленные характерные поры, связанные, очевидно, с преобладанием сфероидизированных цементитных частиц в структурах, сформировавшихся в отожженных образцах при усталостном растяжении до развития главной трещины. Таких пор не наблюдаются на поверхностях усталостного разрушения образцов с исходными структурами грубопластинчатого и неотожженного тонкопластинчатого перлита.

Таким образом, при циклическом растяжении в условиях многоциклового усталости в стали У10 на значительном (10 мм) удалении от усталостного излома в тонкопластинчатом перлите обнаружена сфероидизация дисперсных цементитных пластин. В грубопластинчатом перлите с его более низкой дефектностью сфероидизация при усталостных испытаниях не наблюдалась. В условиях действия циклических упругих растягивающих напряжений, микропластической деформации и локального нагрева материала сфероидизация при усталостном нагружении эффективно развивается лишь при наличии повышенной дисперсности и дефектности структуры тонкопластинчатого перлита. Сформировавшаяся в процессе усталостных испытаний структура определяет вид изломов, а, следовательно, и особенности разрушения перлитной стали.

*Работа выполнена по плану РАН (тема № г.р. 01.2.00613392) и при частичной финансовой поддержке гранта НШ 643.2008.3 и гранта № 370602 Фонда ОАО «ММК», ИТЦ «Аусферр» и ФНиО «Интелс».*

1. Счастливец В.М., Мирзаев Д.А., Яковлева И.Л. и др. Перлит в углеродистых сталях. Екатеринбург: УрО РАН, 2006. 312 с.
2. Макаров А.В., Саврай Р.А., Счастливец В.М., Табатчикова Т.И., Егорова Л.Ю. Механические свойства и особенности разрушения при статическом растяжении высокоуглеродистой стали с перлитными структурами различного типа // ФММ. 2007, т. 104, вып. 5. С. 542-555.

## ОСОБЕННОСТИ ЗАРОЖДЕНИЯ И РАЗВИТИЯ ОБЛАСТЕЙ МАКРОЛОКАЛИЗАЦИИ ДЕФОРМАЦИИ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ВИДАХ ПОТЕРИ ЕЕ УСТОЙЧИВОСТИ

Криштал М. М., Хрусталева А. К., Демин И. С., Разуваев А. А., Бородин С. А.\*

*Тольяттинский государственный университет, г. Тольятти, Россия*  
*\* Институт систем обработки изображений РАН, г. Самара, Россия*  
[Krishtal@tltsu.ru](mailto:Krishtal@tltsu.ru)

Без учета развития пластической деформации на всех масштабных (структурных) уровнях (микро, мезо и макроуровне) невозможно описать многие особенности пластической деформации. К числу явлений, принципиально несводимых к микроуровню, относятся неустойчивость и макролокализация деформации. Изучение этих явлений требует применение методов исследования и анализа достаточно высоких масштабных (структурных) уровней.

В настоящей работе представлены новые результаты в исследовании неустойчивости и макролокализации пластической деформации с применением высокоскоростной видеосъемки и интерферометрии продеформированных поверхностей, оригинальной методики фрактального анализа и акустической эмиссии (АЭ) с частотным анализом сигналов АЭ. Прерывистую текучесть (ПТ) и образование полос деформации исследовали на алюминий-магниево-магний-магний сплавов АМг5 и АМг10, зуб текучести и деформацию Людерса – на стали Ст3. Исследовали поведение кривой растяжения, акустической эмиссии и эволюции поверхности образцов в зависимости от их толщины (для АМг5 и Ст3), а также от размера зерна и исходного состояния поверхности (для АМг5). Испытания проводили при различных скоростях растяжения. Идентифицировали взаимосвязь изменений сигналов акустической эмиссии (АЭ) с характерными изменениями кривой растяжения.

Для высокоскоростной видеосъемки использовали Систему Скоростной Цифровой Видеосъемки на базе камеры VS-FAST. Для сплавов АМг5 и АМг10 применяли съемку с частотой кадров 5000 Гц (интервал между кадрами 200 мкс, количество строк изображения – 100); для Ст3 – съемку с частотой кадров 500 Гц (интервал между кадрами 2 мс, количество строк изображения – 1000). Съемка с частотой кадров 5000 Гц с сохранением в буфер памяти до 10 секунд фильма позволяет исследовать стохастические быстропротекающие процессы в отсутствие возможности синхронизации начала съемки с началом процесса. Именно таким процессом является зарождение и рост полосы деформации.

Для регистрации и анализа сигналов АЭ применяли оригинальные АЭ-систему и программное обеспечение для спектрального анализа сигналов АЭ на основе быстрого преобразования Фурье и последующего анализа спектральных образов. При этом использовали оригинальные методики кластерного анализа спектральных образов сигналов акустической эмиссии, основанные на группировании спектральных образов по уровню взаимной корреляции и выявлении существенных отличий между различными группами сигналов, а также кластеризации по сходным параметрам спектра (энергия, медианная или центральная частота). Использовали широкополосный датчик АЭ АЕ-900S-WB (20 кГц – 1 МГц).

Частотный анализ сигналов АЭ позволяет проводить тонкую идентификацию сигналов АЭ с механизмами пластической деформации, в том числе с их разделением по масштабным уровням, на которых они реализуются. Современные методы ре-

гистрации и анализа акустической эмиссии при синхронизации с диаграммой растяжения позволяют сопоставлять сигналы АЭ с различными особенностями кривой растяжения, связанными с быстропротекающими процессами, в том числе с периодическими актами макролокализации деформации при ПТ.

Состояние поверхности исследовали с помощью интерферометра NewView5000, позволяющего сканировать большие площади поверхности (5...10 мм по длине и ширине участка) с высоким разрешением по высоте (0,1 нм) при шаге в плоскости сканирования от 0,6 мкм с сохранением полученных данных в виде текстовых таблиц – матриц значений высот. Изменения состояния поверхности исследовали на отдельных образцах сплавов АМг5 и АМг10, испытанных до разных степеней деформации при начальной скорости растяжения  $10^{-4} \text{ с}^{-1}$ , отвечающей максимальной прерывистости течения. Также анализировали поверхность разрушенных образцов сплава АМг5 с различным исходным размером зерна.

Кроме визуального анализа морфологии поверхности проводился количественный анализ с вычислением фрактальной размерности продеформированной поверхности. Для этого был разработан оригинальный алгоритм и программное обеспечение по определению фрактальной размерности по трехмерной развертке поверхности. Отличительная особенность разработанного алгоритма – возможность определения фрактальной размерности  $D$  самой поверхности, что всегда дает  $D > Dt = 2$  (здесь  $Dt = 2$  – топологическая размерность поверхности) и, тем самым, облегчает физическую интерпретацию результатов. Применение современного высокоточного сканирующего интерферометра позволяет вычислять  $D$  с точностью до 5 знака после запятой для площадей сканирования до десятков квадратных миллиметров.

Основные результаты сводятся к следующему.

1. С помощью скоростной видеосъемки с частотой кадров до 5000 Гц зарегистрирован процесс образования полос деформации (для АМг5 и АМг10) при прерывистой текучести (ПТ) и полос Людерса (для Ст3). Выявлено 2 этапа образования полос: рост полосы от ребра плоского образца через его широкую грань под углом  $55^\circ$  к оси растяжения и ее расширение вдоль направления растяжения. Для полос деформации расширение ограничено фиксированным размером, примерно равным толщине образца. Установлено, что время прорастания полос деформации через широкую грань образца составляет от 1 до 30 мс, а время их расширения – от 10 до 200 мс (причем оба процесса удлиняются с ростом скорости растяжения). Время роста полосы Людерса через широкую часть образца достигает 10 с, а время расширения – 100 с, то есть по длительности в  $10^4$  раз превышает соответствующие процессы при образовании полос деформации.

2. Реальная скорость деформации в полосе деформации при ПТ (также как время образования полосы деформации) напрямую не связана с заданной скоростью растяжения, а обусловлена текущим состоянием материала и приложенным напряжением (запасенной энергией упругой деформации), задающими условия самопроизвольного роста полосы деформации из некоторой зародышевой области. Установлено, что значительное изменение заданной скорости растяжения (в 1670 раз) сопровождается не столь значительным изменением скорости деформации в полосе (в 8,5 раз). Причем с повышением скорости растяжения скорость деформации в полосе может снижаться.

3. Для образцов сплавов АМг5 и АМг10, продеформированных с разной степенью деформации, а также для образцов сплава АМг5 с различным размером зерна определены фрактальная размерность поверхности и критический размер ячейки, при превышении которого фрактальная размерность  $D$  равна топологической. Показано, что пластическая деформация выявляет на продеформированной поверхности внутреннюю структуру материала и приводит к постепенному нарастанию искажений поверхности, фиксируемому по росту высоты рельефа, а также величины и диа-

пазона проявления фрактальной размерности. При высоких степенях деформации перед разрушением фрактальность поверхности проявляется при размере базовой ячейки более 1 мм, что соответствует ширине полосы деформации. Это свидетельствует о возрастании области корреляции деформационных процессов до макроуровня. Увеличение размера зерен приводит к увеличению фрактальной размерности при равных степенях деформации, однако, дальнейший рост зерен, сопровождаемый их огранкой, вызывает некоторое снижение фрактальной размерности. Пространственное расширение области проявления фрактальной размерности с ростом степени деформации, наряду с выявлением внутренней структуры на поверхности деформируемых образцов, объясняется последовательными релаксационными актами в иерархической структуре, которой является поликристаллический материал.

4. С помощью метода акустической эмиссии (АЭ) впервые зафиксирован этап зарождения полосы деформации, выявляющийся по повышению энергии и смещению спектра сигналов АЭ в сторону низких частот. Этот результат наблюдается на сплавах АМг5 и АМг10, имеет хорошую повторяемость при различных скоростях растяжения, размерах зерна и состоянии поверхности и подтверждает гипотезу о смещении спектра сигналов АЭ в сторону низкочастотного диапазона при повышении масштабного уровня пластической деформации. Обнаружено, что зарождение полосы деформации начинается до сброса нагрузки, сопровождающего быстрый рост полосы деформации. При зарождении и развитии макролокализации деформации наряду с появлением низкочастотных сигналов сохраняются высокочастотные сигналы АЭ. Это объясняется тем, что высокочастотные сигналы АЭ отвечают отдельным дислокационным актам, проявляющимся во всем диапазоне степеней деформации (при макрооднородной и макронеоднородной деформации), а низкочастотные – коллективным процессам (локализованная деформация).

5. Рост размера зерен в результате длительного отжига при одинаковых условиях деформирования значительно влияет на характеристики ПТ и АЭ: в целом снижается размер зубцов ПТ; возрастает количество зубцов ПТ; снижается скорость деформации в полосе деформации; возрастает ширина полос деформации; возрастает энергия акустического излучения до начала ПТ и на участках нарастания нагрузки и ее сброса при формировании зубцов ПТ (при этом медианная частота сигналов АЭ не меняется); уменьшается энергия акустического излучения и повышается медианная частота сигналов АЭ, отвечающих зарождению полос деформации (на вершинах зубцов).

6. Поверхностное упрочнение, вызывая значительное снижение энергии АЭ, не приводит к существенным изменениям медианной частоты сигналов АЭ.

7. Уменьшение эффективного модуля упругости системы «образец–машина» вызывает снижение частоты зубцов ПТ и общего их количества, а также увеличение ширины полос деформации. При этом скорость деформации в полосе деформации и параметры АЭ практически не меняются. При этом изменение толщины образцов влияет на параметры ПТ непосредственно и через изменение эффективного модуля упругости системы «образец–машина».

В целом полученные результаты расширяют представления о процессах появления и развития неустойчивости и макролокализации пластической деформации и подтверждают невозможность адекватного описания этих явлений на микроуровне.

*Работа выполнена при поддержке Гранта Президента РФ МД-2911.2005.2, гранта РФФИ 06-02-17225-а. и Губернского гранта в области науки и техники (г. Самара, 2007 г.).*

## ФРАКТАЛИЗАЦИЯ РЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ АМОРФНОГО СПЛАВА КАК ПРЕДВЕСТНИК РАЗРЫВА

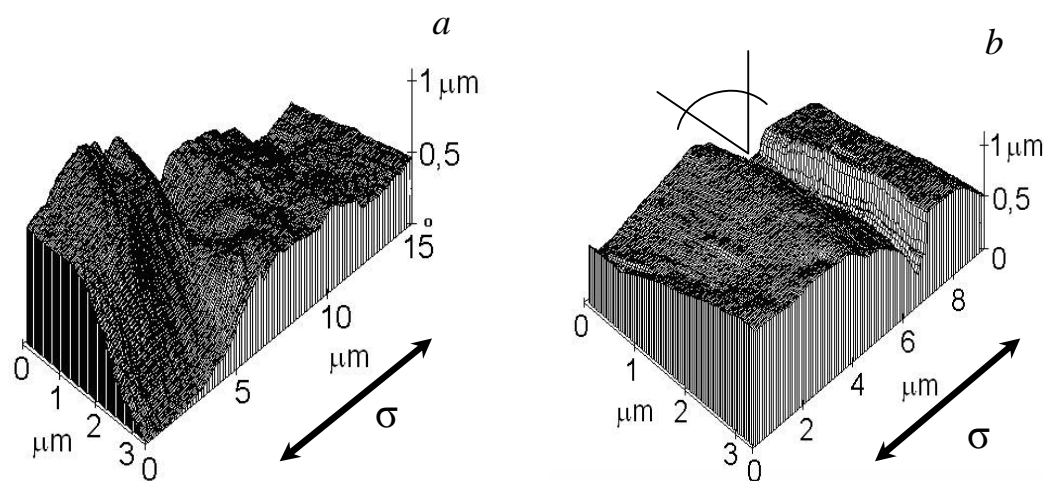
Бетехтин В. И., Бутенко П. Н., Гиляров В. Л., Кадомцев А. Г., Корсуков В. Е.,  
Корсукова М. М., Обидов Б. А., Савельев В. Н.

Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия  
[vjacheslav.korsukov@mail.ioffe.ru](mailto:vjacheslav.korsukov@mail.ioffe.ru)

Известно, что при растяжении лент аморфных сплавов (АС) изменяются фрактальные характеристики их поверхности. Поверхности разрыва металлов (в том числе АС) также фрактальны [1–3]. Мы предполагаем, что фрактальность поверхности разрыва «закладывается» на боковой поверхности в области, где в дальнейшем сформируется магистральная трещина, а разрушение образца происходит по механизму самоорганизованной критичности [3]. Целью настоящей работы является проверка этого предположения.

Методами сканирующей туннельной и электронной микроскопии (СТМ и СЭМ) исследовали рельеф поверхности лент АС  $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_1\text{Si}_9\text{B}_{13}$  при растяжении *in situ* и рельеф поверхности разрыва. Механическое напряжение при растяжении, приложенное вдоль направления спиннингования, составляло  $0 \pm 3$  ГПа. При обработке изображений поверхности использовались методы вейвлет преобразований и покрытий [1, 2, 6].

Характерные топограммы поверхности приведены на рис. 1(a,b). Видно, что рельефы различны. Перед «критическим событием» [2] поверхность становится монофрактальной с размерностью  $D = 2,4$  (см. рис. 1a). После образования поверхностной трещины поверхность разглаживается вблизи трещины, становится мультифрактальной (см. рис. 1 b).

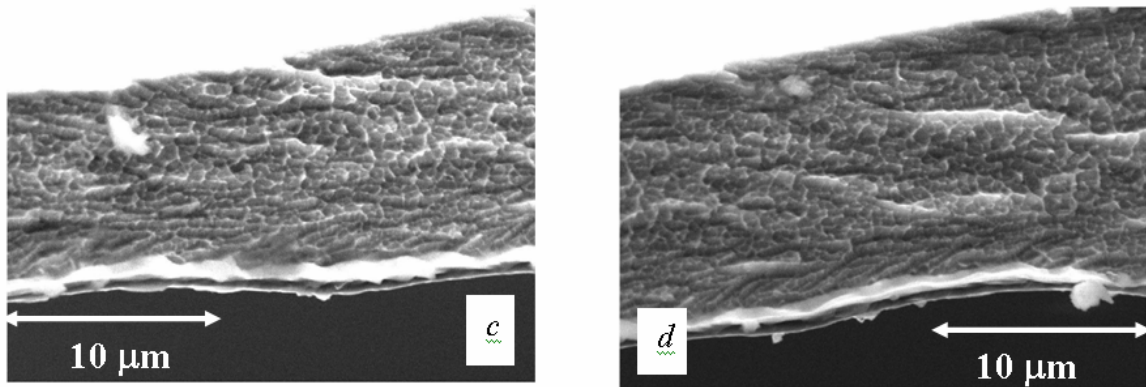


**Рис. 1.** Влияние одноосного растяжения на рельеф поверхности АС: *a* – рельеф перед критическим событием (фрактальная размерность  $D = 2,4$ ); *b* – мультифрактальная поверхность после образования поверхностной трещины.

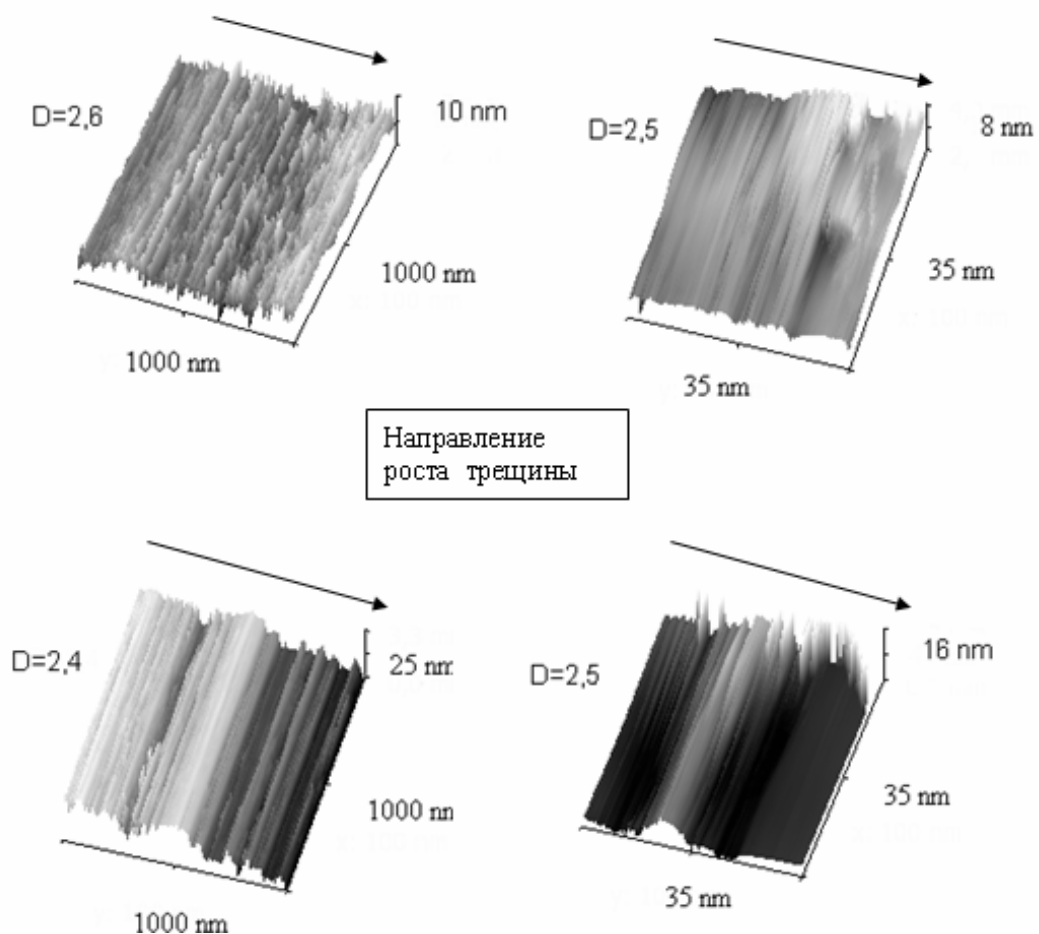
Формирование монофрактальных структур перед критическим событием сопровождается изменением в распределении дефектов по размерам – оно становится степенным. Степенными становятся также пространственные корреляторы (типа высота-высота). Это отражает общезначимую закономерность проявления степенных

законов в критических событиях (типа фазовых переходов и самоорганизованной критичности [4, 5]). При этом происходит нарушение закона больших чисел, характерного для экспоненциальных и гауссовых распределений, и существенно возрастает роль крупномасштабных флуктуаций, приводящих к катастрофам.

На рис. 2 показаны СЭМ изображения различных участков поверхности разрыва, которую сформировала магистральная трещина, приведшая к разрыву образца. Видно, что по мере продвижения магистральной трещины, рельеф образуемой поверхности становится более крупномасштабным.



**Рис. 2.** СЭМ изображения участков поверхности разрыва: *c* – начальный участок роста магистральной трещины, *d* – средние участки.



**Рис. 3.** СТМ топограммы разных участков поверхности разрыва. *D* – фрактальная размерность, полученная методом покрытий.



Это явление хорошо известно [7], однако фрактальность отдельных частей поверхности разрыва ранее не исследовали. С этой целью нами были получены методом СТМ изображения в разных масштабах различных участков поверхности на сравнительно гладком, начальном участке распространения трещины и среднем участке, показанные на рис. 3.

Видно, что на поверхности располагаются хребты и долины различных размеров, с характерными расстояниями между хребтами 100-200 nm, 10-15 nm, 2-4 nm. Рельефы поверхностей, измеренные в нанометровом диапазоне, качественно похожи, о чём свидетельствует и совпадение фрактальных размерностей ( $D$ ) участков поверхности.

На СЭМ изображениях поверхности также наблюдается характерная ребристость, качественно похожая на систему долин и хребтов, измеренную методом СТМ. Интересно отметить, что наибольшие расстояния между хребтами (100-200 nm), измеренные методами СТМ и СЭМ, совпадают и коррелируют с размерами микропор в АС [2, 8]. Можно предположить, что магистральная трещина, зародясь на поверхности, распространяется в полосе сдвига [9], объединяя расположенные в ней микропоры.

Зарождение критического события на поверхности мы связываем с повышенной пористостью приповерхностных слоев АС. Как показано нами ранее [8], повышенная пористость в приповерхностных слоях аморфного сплава ускоряет фазовый переход при низкотемпературном отжиге. Она же, по нашему мнению, играет большую роль при зарождении «критического» события при растяжении образца, и тем самым в формировании магистральной трещины.

Итак, основываясь на характере зарождения поверхностной трещины, на совпадении фрактальных размеров боковой поверхности перед «критическим событием» и фрактальной размерности поверхности разрыва АС мы считаем, что эта фрактальность поверхности разрыва «закладывается» на боковой поверхности в области, где в дальнейшем сформируется магистральная трещина, а разрушение образца происходит по механизму самоорганизованной критичности [4].

## Список литературы

1. В.Л. Гиляров, В.Е. Корсуков, П.Н. Бутенко, И.Н. Светлов. ФТТ, 46, 1806 (2004).
2. В.И. Бетехтин, П.Н. Бутенко, В.Л. Гиляров, А.Г. Кадомцев, В.Е. Корсуков, М.М. Корсукова, Б.А. Обидов. ФТТ, 50, 1800 (2008).
3. Yan Su, Wei-Sheng Lei. International Journal of Fracture, 106, N 3, 41 (2000).
4. В.Л. Гиляров. ФТТ, 47, 808 (2005).
5. Г.Г. Малинецкий, С.П. Курдюмов. Вестник РАН 71, 210 (2001).
6. Arneodo, F. Vacry, J.E. Muzy. Physica, A213, 232 (1995).
7. К. Судзуки, Х. Фудзимори, К. Хасимото. Аморфные металлы. Москва «Металлургия», 328с., 1987.
8. В.И. Бетехтин, П.Н. Бутенко, А.Г. Кадомцев, В.Е. Корсуков, М.М. Корсукова, Б.А. Обидов, О.В. Толочко. ФТТ, 49, 2118 (2007).
9. А.М. Глезер, В.И. Бетехтин. ФТТ, 38, 1784 (1996).

## МЕХАНИЗМЫ ЗАРОЖДЕНИЯ ТРЕЩИН НА ГРАНИЦАХ МЕХАНИЧЕСКИХ ДВОЙНИКОВ

Федоров В. А.

*Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина*  
[feodorov@tsu.tmb.ru](mailto:feodorov@tsu.tmb.ru)

Современные представления об ответственности деформационных процессов за образование микротрещин, сформулированные А.В. Степановым [1], в принципиальном отношении не претерпели изменений.

Механизмы образования разрушающих микротрещин систематизированы В.М. Финкелем [2]. Среди рассмотренных механизмов в отдельную группу выделяются механизмы, связанные с механическим двойникованием.

Влияние двойникования на механические свойства материалов носит двойственный характер, зависящий, в существенной мере, от условий эксплуатации: температуры, динамического или статического нагружения. Двойникование может как пластифицировать материал, так и вызывать его разрушение. В последнем случае основной причиной разрушения является граница двойника, выступающая в роли барьера для развивающихся полос скольжения и двойников, и как область образования, непосредственно в границе двойника, дислокационных скоплений.

Зарождение трещин при пересечении двойников в ОЦК металлах неоднократно рассматривалось чисто феноменологически. Автором с сотрудниками [3] с кристаллографических позиций, подробно проанализированы процессы микропластичности в зоне пересечения двойников различных систем для ряда ОЦК и ГПУ металлов. Описаны возможные дислокационные реакции, энергетическая выгодность которых оценивалась критерием Франка и возможностью образования зон рекомбинации, а активность систем скольжения или вторичного двойникования фактором Шмида. Показано, что дислокационные взаимодействия приводят к зарождению дислокаций типа  $a[001]$  и  $a[0001]$  в ОЦК и ГПУ металлах соответственно, отвечающих за образование микротрещин. Появление дополнительных систем скольжения способно вызвать диссоциацию раскалывающих дислокаций и блокировать зарождение трещин.

В материалах с явно выраженной анизотропией свойств на границе двойника имеет место скачок значений коэффициента термического расширения, что приводит к появлению на границе двойника, например при охлаждении, термических напряжений. Величина этих напряжений зависит от степени некогерентности границ и в ряде случаев релаксирует скольжением, зарождением трещин и двойников на границе двойника. Подобное явление наблюдали и на границах бикристаллов в Zn.

В рамках силового и термоактивированного [4] подходов проанализированы условия зарождения трещин в скоплениях двойникоующих дислокаций. Учет геометрического фактора (ступенчатое расположение дислокаций в скоплении) дает заметный вклад в снижение

значений  $nt$ , определяющих зарождение трещин в дислокационных скоплениях ( $n$  – число дислокаций в скоплении,  $t$  – касательные напряжения). Рассмотрены различные модели вершин двойника и оценены условия зарождения трещин в них для ряда ОЦК и ГЦК металлов при силовом и термоактивированном слиянии головных дислокаций. Показано, что на границе статического упругого двойника происходит регламентированное зарождение трещины, зависящее от времени выдержки и температуры.

Найдены распределения дислокаций в силовом поле нагрузки и растягивающих напряжений вдоль границы упругого двойника, позволившие определить участок границы упругого двойника в кристаллах исландского шпата наиболее вероятного

зарождения трещины. Оценена аналитически и экспериментально энергия активации процесса. Экспериментально установлено, что граница упругого двойника содержит скопления трещин микро- и нанометрового размеров. Последние способны залечиваться при выходе упругого двойника из кристалла.

Особый интерес представляет зарождение трещин при бесконтактном взаимодействии упругих двойников, наблюдаемое в кристаллах исландского шпата. Трещина зарождается в области перекрытия полей растягивающих напряжений границ двойников. Образующаяся трещина представляет собой вакуумированный «упругий» канал Розе. Предложен механизм его образования и залечивания. Показано, что в процессе деформации двойникованием между границами полисинтетического двойника каналы Розе постоянно зарождаются и залечиваются, являясь, по существу, органическим элементом формоизменения кристалла при двойниковании.

### Список литературы

1. А.В. Степанов О причинах преждевременного разрыва// Известия АН СССР, отделения математики и естественных наук. 1937, №6, с.797-813.
2. В.М. Финкель. Физика разрушения. М.: Металлургия, 1970. 376 с.
3. В.А. Федоров, Ю.И. Тялин, В.А. Тялина. Дислокационные механизмы разрушения двойникующихся материалов. М.: Машиностроение-1, 2004. 336 с.
4. В.И. Владимиров. Физическая природа разрушения металлов. М.: Металлургия, 1984, 280 с.

УДК 539.386

## СТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ВЫСОКОМАРГАНЦЕВЫХ СТАЛЯХ И СПЛАВАХ ПРИ ДЕФОРМАЦИИ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

Пилюгин В. П., Солодова И. Л., Коршунов Л. Г., Пацелов А. М., Чернышев Е. Г.

*Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия*  
[pilyugin@imp.uran.ru](mailto:pilyugin@imp.uran.ru)

Исследовали влияние пластических деформаций под высоким давлением на структурно-фазовое состояние высокомарганцевых аустенитных сталей – 110Г13 (сталь Гадфильда), 70Г11, 120Г4 и сплавов Fe – (3–55) вес.% Mn. Структурные исследования проводили методами оптической металлографии, ПЭМ, ЯГРС, РСА в КаСг и в СИ-излучении. Деформирование дисковых образцов на степени  $e = 1–7$  по шкале истинной деформации проводили на плоских твердосплавных и стальных наковальнях Бриджмена при давлениях 6–14 ГПа и температурах 300 и 80 К. Ряд экспериментов ЯГР-спектроскопии выполнен *in situ* под давлением до 16 ГПа на наковальнях из  $\beta$ -Nb. Измерено напряжение сдвига железо-марганцевых сплавов и стали 110Г13 от степени деформации при 300 К и установлена зависимость напряжения сдвига от температуры в диапазоне 80–350 К.

После отжига и закалки от 1100 °С в воду стали имели поликристаллическую аустенитную структуру. Сталь 110Г13 различных плавок имела поли- или монокристаллическое состояние. Начальная деформация  $e < 2$  вызывала появление в структуре сталей 110Г13, 70Г11 двойников деформации (ДД) и дефектов упаковки (ДУ), в структуре стали 120Г4 ДД и ДУ не наблюдались, а происходило формирование ячеистой дислокационной структуры. Отсутствие ДД и ДУ в стали 120Г4 можно объяснить более высоким значением  $e_{\text{ДУ}}$  по сравнению со сталями 110Г13 и 70Г11.

Монотонная деформация, близкая к  $e \geq 3,5-4$ , приводила к формированию нанокристаллической, диссипативной структуры с характерным для каждой стали размером кристаллитов. Средний размер кристаллитов на стадии диссипативной структуры в продолжение монотонной деформации при данных температурно-скоростных условиях практически не менялся и в стали 110Г13 составлял 10 нм, в 120Г4 – 10–15 нм, в 70Г11 – 20 нм. Уровень твердости диссипативных структур стали Гадфильда составил 10,3 ГПа (исходная твердость – 2 ГПа), стали 120Г4 – 10,4 ГПа (2,8 ГПа), стали 70Г11 – 8,9 ГПа (2,6 ГПа). Анализ фазового состава аустенитных сталей, подвергнутых интенсивному деформационному воздействию, показал, что стали 120Г4 и 70Г11, содержащие соответственно меньше марганца или углерода по сравнению с 110Г13, испытали фазовые переходы.

После  $e \geq 5,5-6$  под давлением  $P = 12$  ГПа сталь 120Г4 имела в своем составе до 40%  $\alpha$ -мартенсита, а сталь 70Г11 перешла в двухфазное состояние (80%  $\varepsilon$  + 20%  $\alpha$ ). Сталь Гадфильда после равных и больших деформаций по данным РСА, СИ и ПЭМ имела однофазное  $\gamma$ -состояние, но данные ЯГРС свидетельствуют о присутствии в мессбауэровских спектрах синглет-пика, отвечающего парамагнитной  $\varepsilon$ -фазе. Это противоречие можно объяснить присутствием в деформированной стали Гадфильда многочисленных ДУ, которые метод ЯГРС, дающий информацию о ближайшем окружении атомов  $Fe^{57}$ , не отличает от  $\varepsilon$ -ГПУ фазы. Отметим, что локальный РСА в СИ-излучении, выполненный на обжатых давлением и разгруженных литых монокристаллических образцах стали Гадфильда, показал малое количество  $\alpha$ -мартенсита. Причем, мартенситная  $\alpha$ -фаза обнаруживалась лишь в единичных случаях в устье трещин образца одной из выплавки стали, а в соседних с ними областях не обнаруживалась. Локальный химический анализ областей, содержащих  $\alpha$ -фазу, показал меньшее содержание в них марганца по сравнению со средним составом. Можно предположить, что причинами единичного появления  $\alpha$ -фазы в стали 110Г13 является ликвационное уменьшение содержания марганца по сравнению с классическим ее составом и растягивающие напряжения при обработке.

Большая деформация  $e = 5-7$  сплавов Fe – (3–55) вес.% Mn привела к формированию нанокристаллических структур с размером кристаллитов 40–60 нм. Конечный фазовый состав после деформации под давлением показал зависимость от концентрации марганца в сплавах. Исходно ОЦК однофазные сплавы Г3 и Г7 сохранили фазовое состояние после обработки  $e = 7$  при давлении 10 ГПа. Деформация исходно трехфазного сплава Г10 (65%  $\alpha$  + 20%  $\varepsilon$  + 15%  $\gamma$ ) перевела сплав в двухфазное состояние (65%  $\alpha$  + 35%  $\varepsilon$ ). Количество ОЦК фазы осталось практически прежним, а количество ГПУ фазы возросло. Если начальное соотношение фаз в сплаве изменяли, например охлаждением в жидком азоте, то после деформационной обработки количество ОЦК фазы также соответствовало начальному перед деформацией, а количество ГПУ фазы составляло начальное суммарное ГЦК и ГПУ фаз. Можно заключить, что в сплаве Г10 при деформации под давлением прирост ГПУ фазы идет за счет  $\gamma$ - $\varepsilon$  превращения. Сплав Г16, имевший ( $\gamma$  +  $\varepsilon$ ) состояние с малым, не более 5%, содержанием  $\alpha$ -фазы после обработок  $e = 4-4,8$  при 8 ГПа испытал полное превращение и после снижения давления имел 100%  $\varepsilon$ -фазы. Выявлено действие деформации под давлением на фазовый состав ГЦК стабильных сплавов Fe – (40–55) вес.% Mn. Известно, что Fe–Mn сплавы, содержащие более 36% Mn  $\gamma$ -стабильны к действию деформации растяжением в области криогенных температур, различных термомеханических обработок и гидроэкструзии, малое количество  $\varepsilon$ -фазы образуется в сплаве Г40 при ударном нагружении, а сплавы Г45–Г55 фазово устойчивы к действию ударных волн. Мессбауэровские спектры всех исследованных сплавов, снятые при комнатной температуре, практически совпадают и описываются слабо разрешенным секстетом, обусловленным антиферромагнитным упорядочением.

После обработки квазигидростатическим сжатием  $P = 10$  ГПа изменений фазового состава сплавов  $Fe_{100}Mn_x$  ( $x = 45, 50, 55$ ) по данным РСА и ЯГРС не обнаружено. После такой же обработки сплава  $Fe_{60}Mn_{40}$  на рентгеновских дифрактограммах, снятых как на просвет, так и на отражение, помимо рефлексов ГЦК фазы, присутствует слабый рефлекс ГПУ  $\epsilon$ -фазы. Наличие в образцах  $\epsilon$ -фазы подтверждается и ЯГР-спектроскопией, спектр описывается суперпозицией слаботоразрешенного секстета антиферромагнитной ГЦК фазы и монолинии парамагнитной ГПУ фазы. Таким образом, после обжатия ( $P = 10$  ГПа) в образцах сплава  $Fe_{60}Mn_{40}$  присутствует около 5%  $\epsilon$ -фазы.

Сочетание квазигидростатического сжатия с деформацией относительным поворотом наковален изменяет фазовый состав сплавов  $Fe_{100-x}Mn_x$  ( $x = 40, 45, 50, 55$ ). Согласно данным ЯГР-спектроскопии и рентгеновской дифракции, во всех образцах после деформации  $e = 6,2$  при  $P = 10$  ГПа, наряду с антиферромагнитной ГЦК  $\gamma$ -фазой, присутствует парамагнитная ГПУ  $\epsilon$ -фаза (таблица). Количественный фазовый анализ ЯГР-спектров показывает, что одна и та же обработка позволяет получить в рассматриваемых сплавах неодинаковую долю  $\epsilon$ -фазы (таблица). С ростом концентрации Mn от 40% до 55% ее количество уменьшается от 74 до 11%. Можно констатировать, что деформация под давлением ( $e = 6,2$ ,  $P = 10$  ГПа) приводит к расширению концентрационного интервала существования метастабильной ГПУ  $\epsilon$ -фазы при нормальных условиях.

**Таблица.** Фазовый состав и параметры структуры сплавов после деформации под давлением ( $P = 10$  ГПа,  $e = 6,2$ )

Сплавы	Фазовый состав		Параметры решетки			Изомерный сдвиг		
	ГПУ	ГЦК	ГПУ			ГЦК		
	$\epsilon$ , %	$\gamma$ , %	$a$ , А	$c$ , А	$c/a$	$a$ , А	$\delta_\epsilon$ , мм/с	$\delta_\gamma$ , мм/с
$Fe_{60}Mn_{40}$	74	26	2,5551	4,1228	1,61	3,6245	-0,1178	-0,0699
$Fe_{55}Mn_{45}$	48	52	2,5565	4,1118	1,61	3,6296	-0,1329	-0,0986
$Fe_{50}Mn_{50}$	23	77	2,5510	4,1320	1,62	3,6279	-0,1331	-0,0991
$Fe_{45}Mn_{55}$	11	89	2,5490	4,2050	1,65	3,6425	-0,1334	-0,1018

Чтобы понять причины появления метастабильной ГПУ  $\epsilon$ -фазы в аустенитных сплавах Fe–Mn после деформации под давлением, необходимо рассмотреть характерные структурные изменения, вызываемые в материале данной обработкой. В первую очередь, это сильное измельчение, приводящее к формированию ультрадисперсной микрокристаллической структуры. Кроме того, деформирование такой структуры сопровождается возникновением внутренних напряжений, уровень которых может составлять до 0,1 модуля сдвига материала. Оба этих фактора в значительной степени определяют характерное структурное состояние материала, формирующееся в процессе деформирования при высоком давлении. Выбранная величина деформации  $e = 6,2$  позволяет получить субмикрокристаллическую структуру во всех исследованных в работе сплавах. Образование такой структуры происходит при деформировании под давлением  $P = 10$  ГПа, то есть в области стабильности ГПУ  $\epsilon$ -фазы, согласно расчетной  $P$ - $C$  диаграмме системы Fe–Mn. Мелкое зерно и высокие остаточные напряжения стабилизируют  $\epsilon$ -фазу по отношению к  $\epsilon$ - $\gamma$  превращению при разгрузке. Смещение критических точек обратного мартенситного превращения столь велико, что ГПУ–ГЦК переход не завершается при снижении давления до атмосферного. В результате во всех образцах сплавов  $Fe_{100}Mn_x$  ( $x = 40, 45, 50, 55$ ), подвергавшихся деформации под давлением, при нормальных условиях наряду с  $\gamma$ -фазой присутствует  $\epsilon$ -фаза (см. таблицу). С ростом концентрации Mn, доля ГПУ фазы в сплавах уменьшается, что определяется, по-видимому, либо снижением степени

$\gamma$ - $\epsilon$  превращения при нагружении до 10 ГПа, либо повышением степени обратного превращения  $\epsilon$ - $\gamma$  при разгрузке. А, возможно, обоими факторами одновременно. Это означает, что с ростом концентрации марганца в первом случае наблюдается повышение давления начала прямого ГЦК-ГПУ превращения ( $P_n^{g \rightarrow e}$ ), а во втором – понижение давления начала обратного ГПУ-ГЦК перехода ( $P_n^{e \rightarrow g}$ ). Следовательно, можно утверждать, что для  $P$ - $C$  диаграммы системы Fe-Mn в интервале составов от 40 до 55% Mn наблюдается рост  $P_0$  – давления равновесия между  $\gamma$ - и  $\epsilon$ -фазами ( $\partial P_0 / \partial C > 0$ ).

*Работа выполнена по плану РАН (тема № 01.2.006 13394), при частичной финансовой поддержке гранта НШ-643.2008.3 и Программы Президиума РАН П-9.*

УДК 539.386 + 539.219

## СТРУКТУРА И ТЕРМИЧЕСКАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ НЕРАВНОВЕСНЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ ЭЛЕМЕНТОВ ОГРАНИЧЕННОЙ РАСТВОРИМОСТИ

Пилюгин В. П., Солодова И. Л., Пацелов А. М.,  
Чернышев Е. Г., Анчаров А. И.\*

*Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург*

*\*Институт химии твердого тела и механосинтеза СО РАН, Новосибирск*

[pilyugin@imp.uran.ru](mailto:pilyugin@imp.uran.ru), [solodova@imp.uran.ru](mailto:solodova@imp.uran.ru)

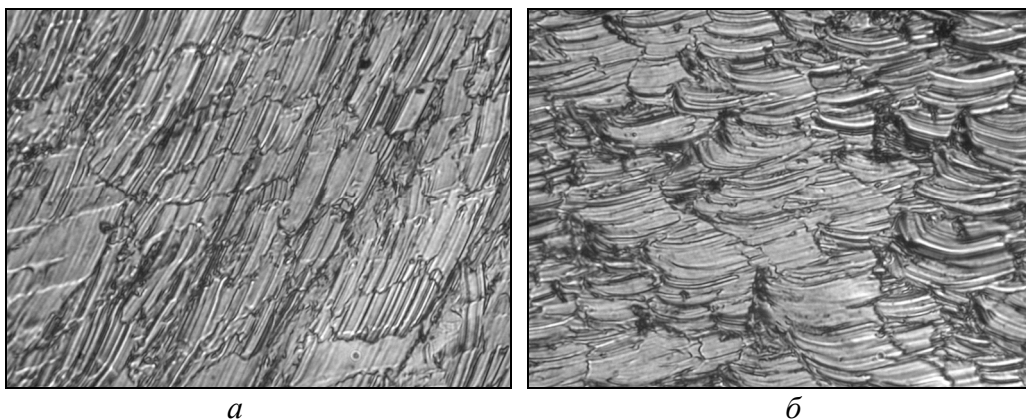
В настоящее время на практике широко применяются твердорастворные сплавы и интерметаллиды на основе систем элементов ограниченной растворимости. Известно, что равновесные и неравновесные твердые растворы элементов ограниченной растворимости могут быть получены в соответствии с их диаграммами состояния. Ускорение процессов механо-dиффузии при высоком давлении приводит к получению широкого ряда неравновесных твердых растворов используемых элементов. Для получения необходимых свойств твердорастворных сплавов важно исследовать их тонкую структуру, дефектность, условия формирования, а также термическую стабильность.

В данной работе проведено комплексное исследование особенностей формирования при механосплавлении под высоким давлением неравновесных твердых растворов из бинарных порошковых смесей, их структуры и свойств. Объектами исследования являлись системы с отрицательными и положительными энтальпиями смешения: взаиморастворимые (Fe-Ni, Ni-Cu, Cu-Zn, Ni-Mn), имеющие ограниченную растворимость (Fe-Cu, Cu-Ag, Cu-Co) и практически нерастворимые (Cu-S, Fe-Bi, Fe-Cd, Fe-Ag, Mo-Sn, Mo-Sb). Состав исходных смесей охватывал весь концентрационный диапазон системы с шагом второго элемента 5–10 ат.%, смеси обрабатывали под давлением 5–12 ГПа при температурах 80 и 300 К при больших деформациях (до 7–9 ед. истинной шкалы деформации). Структурные исследования механосинтезированных объектов на различных масштабных уровнях проводили методами оптической металлографии, рентгеновской дифрактометрии в геометриях на отражение и на просвет в различных характеристических излучениях (Mo-K $\alpha$ , Co-K $\alpha$ , Cu-K $\alpha$ ) и монохроматизированном синхротронном излучении ( $\lambda = 0,368 \text{ \AA}$ ),

просвечивающей электронной микроскопии на JEM-200СХ, ЯГР-спектроскопии в излучении 14,4 КэВ Co(Cr).

Установлено, что на начальных стадиях при  $\varepsilon = 0,4-1$  деформация порошковых компонентов происходит за счет формоизменения – вытягивания частиц исходных порошков и образования языков – наростов в исходно слоистых образцах (рис.1а). С увеличением степени деформации до  $\varepsilon = 4-5$  характер течения частиц и слоев изменяется (рис.1б). На граничных поверхностях частиц и слоев образцов наблюдается активное образование гребней волнообразного вида на разных масштабных уровнях. Процесс формирования гребней в порошковых смесях происходит на меньших масштабных уровнях. Характер течения при этом меняется от ламинарного к турбулентному. Наблюдается возрастание контактных поверхностей прослоек и частиц элементов, формирование нанокристаллических структур, что приводит к образованию вакансий, концентрация которых существенно превышает равновесную, и резкому ускорению механо диффузии.

В результате протекания и развития комплекса сложных процессов пластического течения без разрушения материала под давлением и индуцируемой при этом механо диффузии происходит образование нанокристаллических неравновесных твердых растворов с размером кристаллитов 20–40 нм. Проведенные исследования показали, что в системах как ограниченной растворимости (например, Cu–Ag, Fe–Cu), так и неограниченной растворимости (Fe–Ni, Fe–Mn, Ni–Cu, Cu–Zn) формирование деформационных неравновесных твердых растворов происходит в условиях близких к комнатной температуре.



**Рис. 1.** Образец  $\text{Cu}_{50}\text{Ag}_{50}$ ,  $p = 5$  ГПа: *a* –  $\varphi = 0^\circ$ ,  $\times 500$ ; *б* –  $\varphi = 90^\circ$ ,  $\times 500$ .

Элементы с одинаковой кристаллической структурой образуют однофазные растворы. При различных исходных структурах элементов происходит формирование раствора с кристаллической структурой элемента, доминирующего по концентрации. В промежуточных концентрациях, в концентрационных интервалах близких к эквиатомным, наблюдали двухфазные состояния растворов.

Зависимость параметра решетки неравновесных растворов (Cu–Ag, Cu–Co, Fe–Cu) от концентрации второго элемента имеет положительное отклонение от линейного закона Вегарда, максимальное отклонение наблюдается в эквиатомных составах.

Исследование тонкой структуры механосинтезированных растворов показало их высокую гомогенность. Например, для системы Fe–Cu по данным ЯГР- спектроскопии количество атомов в 1-ой и 2-ой координационных сферах вокруг резонансного атома  $\text{Fe}^{57}$  соответствует соотношению исходной шихты.

Проведенные в работе измерения напряжения сдвига  $\tau$  от степени деформации  $\varepsilon$  показали, что начальная (предварительная) стадия деформации соответствует

подъему с относительно малым ростом напряжения сдвига  $\tau$ , обусловленному деформационным упрочнением частиц порошковых компонентов, их формоизменению, в основном, вытягиванию. Переход к турбулентному перемешиванию заметно ускоряет рост сопротивлению сдвига. При формировании неравновесных нанокристаллических твердых растворов происходит резкое увеличение роста напряжения сдвига, что определяется сильным диспергированием и твердорастворным упрочнением сплава. По завершении формирования твердого раствора рост напряжения сдвига при увеличении степени деформации прекращается – напряжение сдвига практически выходит на насыщение. Данное поведение напряжения сдвига от степени деформации типично для всех исследованных изначально порошковых систем, с некоторыми особенностями поведения для конкретных систем. Следует отметить, что переход от одной стадии к другой оказывается «размыт», так как методически степень деформации материалов зависит от радиуса образцов. Это также является причиной сглаживания переходов на кривой зависимости напряжения сдвига  $\tau$  от степени деформации  $\epsilon$ .

Критерием концентрационного ограничения образования твердого раствора при деформации сдвигом под давлением является соотношение модулей сдвига исходных порошковых компонент. В случае большой разницы в модулях сдвига компонент имеется критическая концентрация «мягкой» компоненты с меньшим значением модуля сдвига, когда взаимного измельчения компонент и их растворения при сдвиге под давлением не происходит. Система концентрационно расслаивается, мягкая фракция перемещается в центр образца и играет роль смазки, а твердые частицы перемещаются на боковые поверхности образца, залипают на поверхность наковален. При этом процесс взаимодействия компонент существенно замедляется. Экспериментально установлено, что для образования твердого раствора исходно должно быть не более 8–12 ат.% мягкой компоненты (сплавы Fe–Pb, Fe–Cd, Fe–Bi). Более жестким ограничением по исходной концентрации этот критерий является в системах с еще большей разницей модулей сдвига, например, в системах Mo–Sn, Mo–Te, W–Cu. Для получения в таких системах растворов большей концентрации приходится применять многоступенчатую обработку, добавляя к полученным образцам растворов при повторной обработке деформацией под давлением дополнительное количество мягкой компоненты.

Проведенные исследования показали, что концентрационные зависимости микротвердости и предела текучести неравновесных растворов нерастворимых элементов или элементов ограниченной растворимости имеют, в основном, куполообразный вид. Для растворов элементов неограниченной растворимости встречаются также концентрационные зависимости микротвердости, близкие к линейной.

Необходимо отметить, что системы, имеющие глубокие эвтектики (Zr–Nb, Ni–V, Cu–Zr, Ni–Ti), при сильной деформации испытывают полную или частичную аморфизацию. Причем сплавы, закаливающиеся на аморфное состояние, аморфизуются при сдвиге под давлением, а сплавы, термически не закаливающиеся (например, никелид титана), также аморфизуются в процессе большой деформации под давлением.

Исследование термической стабильности полученных твердых растворов показало, что неравновесные пересыщенные твердые растворы (Fe–Cu, Fe–Co, Cu–Ag) термически нестабильны и при отжиге испытывают распад, тогда как равновесные твердые растворы (имеющие равновесные диаграммы) при отжиге гомогенизируются (Fe–Ni, Ni–Cu, Cu–Zn).

*Работа выполнена по плану РАН (тема № 01.2.006 13394), при частичной финансовой поддержке гранта НШ-643.2008.3 и Программы Президиума РАН П-9.*



## СРАВНИТЕЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ ТЕХНОЛОГИИ И ТЕОРИИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

**Крылов-Олефиренко В. В.**

*Физико-технический институт НАН Беларуси, г. Минск, Республика Беларусь,  
[kovagt@tut.by](mailto:kovagt@tut.by)*

Современные технологии пластической деформации, разработанные более полувека назад, представляют собой высокоэффективные и высокоинтенсивные процессы с сокращением до минимума длительности операций за счет интенсификации силового воздействия. Такие технологии и оборудование для их реализации позволяют обеспечивать максимальную производительность производства и минимальную себестоимость продукции.

В металлургии, в частности, при прокатке и волочении металлов и сплавов обычными являются скорости движения полуфабрикатов на выходе 15 – 30 м/с с суммарной степенью деформации 70 – 98 %. При получении катанки используется скорость 80 – 100 м/с и даже 150 м/с. Скорость деформации при прокатке достигает 300 – 400 с<sup>-1</sup> и более, при волочении – 1000 – 2000 с<sup>-1</sup> и более. Оценка показывает, что длительность пребывания металла в очаге деформации (в зоне контакта с валками прокатных станков или с рабочей поверхностью волок) при этом составляет тысячные и десятитысячные доли секунды и даже сотысячные. За это время, то есть за десятитысячные доли секунды, напряжение под воздействием внешней силы в металле достигает максимального значения, а затем снижается за еще более короткое время.

Возможность осуществления высокоскоростной деформации и создания таких технологических процессов была установлена при экспериментальных исследованиях. Еще в 40–50-х годах прошлого века было показано, что 1) пределы прочности и текучести при высокоскоростной деформации увеличиваются с увеличением скорости деформации, начиная с некоторого ее значения. Степень увеличения может достигать 2 – 3 раз и более. Характер зависимости этих величин от скорости деформации является близким к асимптотическому. 2) при увеличении прочностных характеристик в 2 – 3 раза длительность деформирования уменьшается в 10<sup>4</sup> – 10<sup>5</sup> раз. 3) с увеличением скорости деформации возрастает способность металлов к пластической деформации. Теоретическое объяснение этих эффектов отсутствует.

В 1952 году была издана монография П.Бриджмена [1], в которой изложены результаты исследования деформации материалов при больших гидростатических давлениях. Было показано, что пластичность металлов и сплавов резко возрастает с повышением гидростатического давления. Для стали установлено линейное возрастание деформационного упрочнения с давлением. Выявлена линейная зависимость деформации при разрыве от давления. Два последних соотношения являются независимыми друг от друга. Получен ряд других очень важных особенностей поведения материалов в процессе пластической деформации в условиях больших гидростатических давлений. Теоретического объяснения этих экспериментальных результатов до сих пор нет.

Практически единственным источником информации о процессах, протекающих в металлах и сплавах при упругой и пластической деформации во время воздействия внешней нагрузки является кривая напряжение – деформация. Во всех остальных экспериментальных методах исследования материал рассматривается уже после

снятия нагрузки. Установлено наличие деформационного упрочнения металлов и сплавов в процессе пластической деформации. На основе дислокационной теории предложено несколько качественных и полуколичественных теорий для объяснения этого явления. Наиболее распространенная теория основывается на увеличении плотности образующихся с увеличением степени деформации дислокаций и непрерывном возрастании сопротивления для их перемещения под воздействием внешней силы. Однако более глубокое понимание физической природы деформационного упрочнения отсутствует.

Приведенными примерами перечень результатов экспериментальных исследований, не получивших теоретического объяснения, далеко не исчерпывается.

Общепринятой моделью пластической деформации до настоящего времени является сдвиговая. Первоначально согласно ей принималось, что при достаточно большом внешнем воздействии одновременно обрываются связи между всеми атомами двух соседних параллельных плотноупакованных плоскостей кристаллографической решетки. Происходит сдвиг этих плоскостей на одно межатомное расстояние и восстановление связей между атомами уже в новом положении. В результате одна часть деформируемого тела смещается относительно другой с изменением геометрической формы и размеров. Однако оказалось согласно проведенной оценке, что для этого требуются напряжения (так называемая теоретическая прочность), практически на порядок превышающие определяемые экспериментальным путем.

Тогда для сохранения этой модели было введено представление о наличии в кристаллографической решетке дефектов, дислокаций. В результате при их наличии для осуществления сдвига не требуется обрыва связей между всеми атомами двух плоскостей, между которыми происходит сдвиг. Достаточно чтобы связи обрывались только вдоль линии дислокации, сдвигалась одна полуплоскость дислокации и связи восстанавливались в новом положении атомов, что, естественно, значительно снижает требуемый уровень действующих напряжений. Последовательное перемещение линии дислокации по кристаллу приводит к выходу на его поверхность ступеньки, что соответствует сдвигу одной части кристалла относительно другой. Множественный направленный выход дислокаций на свободную поверхность дает суммарное пластическое формоизменение.

Развитие дислокационной теории позволило значительно развить представления о процессах, протекающих в металлах и сплавах при пластической деформации, а также разработать математический аппарат, на основе которого были решены многие теоретические и практические задачи. Однако подавляющее большинство работ, посвященных дислокациям, выполнено в изотропном приближении, для упругой среды, при температуре близкой к абсолютному нулю, для единичной дислокации, которая при наличии движения может пересекаться и взаимодействовать также с отдельными дислокациями или дислокациями леса. При наличии большого количества дислокаций их плотность задается таким образом, что между ними существует среднее расстояние, определяемое из этой плотности [2].

Отмечается, что переход к группам дислокаций и рассмотрение взаимодействия между ними является очень сложной и трудной для анализа задачей [2]. Математические выкладки в случае криволинейных дислокаций или даже в случае взаимодействия между прямолинейными, но непараллельными дислокациями становятся весьма громоздкими. Кроме того, деформированный кристалл содержит большое число (до  $10^{12}$  см<sup>-2</sup> или  $10^{16}$  м<sup>-2</sup>) дислокаций в виде сложных спутанных и искривленных образований. Таким образом, существует большой разрыв между теорией, развитой для взаимодействия нескольких дислокаций простой геометрии, и действительным состоянием после макроскопической деформации. Работа детального дислокационного описания макроскопической деформации далека еще от завершения [2].

Большим недостатком теории дислокаций, как и многих других теорий и физических моделей, является отсутствие в ней такого параметра как время. Это означает, что, во-первых, из рассмотрения полностью исключаются стадии, во время которых энергетические и/или силовые факторы воздействия являются переменными, и рассматриваются только установившиеся процессы. Во-вторых, получаемые оценки влияния этих факторов являются, вероятно, максимально достижимыми из-за невозможности получить зависимость степени развития данного процесса от времени даже при их постоянных значениях.

Очень актуальной в настоящее время является проблема создания металлических материалов с наноразмерной структурой. Проведенные экспериментальные исследования показали, что порошковые частицы таких размеров обладают очень высокой поверхностной активностью. Установлено также, что имеет место высокая нестабильность формы таких частиц во времени в свободном состоянии. Оба эти явления не получили теоретического объяснения.

Элементарный расчет показывает, что наличие одной дислокации в наночастице диаметром 100 нм соответствует плотности дислокаций в обычном металле порядка  $10^{14} \text{ м}^{-2}$  ( $10^{10} \text{ см}^{-2}$ ) (при равномерном распределении). Металл с такой плотностью дислокаций должен характеризоваться большими внутренними напряжениями, высокими значениями пределов прочности и пластичности и пониженной склонностью к пластической деформации.

Оценка минимальной протяженности дислокации из расчета, что ее длина на фотографиях при увеличении  $\times 40000$  составляет 1 – 2 мм, дает значение 25 – 50 нм. То есть в наночастицах диаметром до 25 – 50 нм дислокации образовываться не могут из-за своих размеров. В наночастицах диаметром до 100 нм могут существовать только от одной до нескольких дислокаций. Естественно, ни о каком множественном выходе на поверхность частицы дислокаций под действием внешней силы не может быть и речи. Скорее всего, в этом случае дислокационная модель сдвиговой пластической деформации для наноразмерных структур является несправедливой.

Даже приведенных необъясненных явлений представляется достаточным, чтобы предположить, что возможности сдвиговой модели и дислокационной теории пластической деформации исчерпаны. Очевидной необходимостью является создание теории, не связанной со сдвиговым характером течения и коллективным обрывом связей между определенным количеством атомов. Она должна объяснять поведение сплавов (и вообще конденсированных систем) при кратковременных воздействиях с непрерывно изменяющейся во времени интенсивностью, то есть при очень неравновесных процессах. Отсутствие понимания физической природы развивающихся при непрерывно изменяющемся интенсивном воздействии процессов сдерживает дальнейшую работу как в направлении создания новых материалов с повышенными эксплуатационными характеристиками, так и в направлении разработки новых технологических процессов для более полного использования потенциальных возможностей существующих. Именно наличие достаточно адекватных теорий предопределили, на наш взгляд, огромные успехи в создании, в частности, полупроводниковых приборов и устройств.

### Список литературы

1. П.Бриджмен. Исследования больших пластических деформаций и разрыва. Изд.ИЛ, М., 1955. 444 с.
2. Дж.Хирт, И.Лоте. Теория дислокаций. М., Атомиздат, 1972. 583 с.

## ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ОЦЕНКИ ПРОЧНОСТИ МАТЕРИАЛОВ С НАПРЯЖЁННО-ДЕФОРМИРУЕМЫМ СОСТОЯНИЕМ, БЛИЗКИМ К ОДНОРОДНОМУ

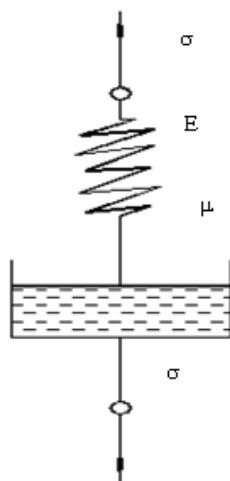
Зубцов В. И.

*Полоцкий государственный университет, г. Новополоцк, Белоруссия,  
[subcv@rambler.ru](mailto:subcv@rambler.ru)*

Общепринятая стандартная методика определения прочности материалов по результатам испытаний разрушающей нагрузкой, основанная на упрощении представлений о характере работы материала под нагрузкой не удовлетворяет требованиям современной инженерной практики. Необходимость получения достоверной информации о прочности материалов в изделиях является стимулом разработки новых методов её определения, в частности неразрушающих.

Известно, что прочность – это свойство твердых тел сопротивляться разрушению, а также пластической деформации под действием внешних нагрузок, является очень широким понятием даже в сфере материаловедческих наук и её оценка производится на основе анализа напряженно-деформированного состояния [ 1].

Для современной инженерной практики необходимо получение более достоверной информации о прочности, пусть даже в определенном классе материалов, где напряженно-деформированное состояние близко к однородному. Поэтому оценка прочности должна быть основана на более исчерпывающих критериях, а в связи с практической целесообразностью неразрушающего контроля, желательно их иметь еще и неразрушающими [2-4]. Для этого в качестве основного показателя прочности материалов и изделий вместо предела прочности следует использовать то значение механических напряжений  $T$ , которое лишь предшествует пластической деформации  $S$  – предел упругости.



**Рис. 1.** Модель Максвелла

Факт сочетания упругих и вязких свойств материалами известен ещё со времен Максвелла, который предложил наиболее простую модель (есть и другие модели) такого сочетания, которое описывается дифференциальным уравнением.

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{1}{E} \frac{d\sigma}{dt} + \frac{\sigma}{\mu}, \quad (1)$$

где  $\sigma$  – механическое напряжение;  $\mu$  – вязкость,  $E$  – модуль упругости;  $\epsilon$  – деформация/

Выражение  $1/E \times d\sigma/dt$  уравнения (1) описывает упругие свойства, а  $\sigma/\mu$  – вязкие.

Анализируя данную модель напряженно-деформированного состояния тела, можно отметить следующее. Упругая деформация  $\epsilon$  возникает мгновенно при каждом данном значении напряжения  $\sigma$ , поэтому скорость изменения деформации определяется скоростью изменения напряжения:

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{1}{E} \frac{dT}{dt}.$$

При постоянном действующем напряжении ( $\sigma = \text{const}$ )  $d\sigma/dt = 0$ . И уравнение (1) принимает вид  $d\epsilon/dt = \sigma/\mu$ . Пусть мы имеем дело с процессом релаксации напряжения при сохранении постоянного удлинения (растяжения) образца материала

$d\varepsilon/dt=0$ . По понятным причинам, напряжение в конце концов упадет до нуля. При этом уравнение (1) примет вид:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dt} = -\frac{E}{\mu}$$

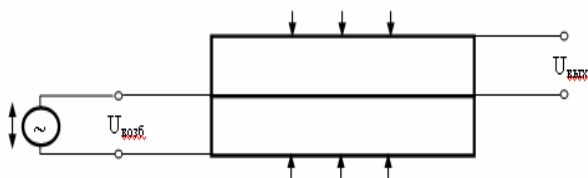
Откуда следует, что напряжение и скорость изменения напряжения определяются модулем упругости и коэффициентом вязкости. Эти характеристики являются отображением, соответственно, упругих и пластических свойств материалов и не зависят от характера деформаций, зависящих в свою очередь от условий эксплуатации.

Поскольку модули упругости и вязкости являются константами, их можно рассматривать в качестве физических характеристик материала. Следовательно, эти характеристики являются не условными, а исчерпывающими, когда речь не идет о разрушении материала при оценке прочности.

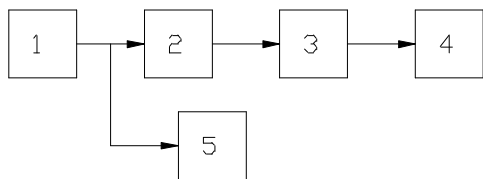
Напряженное состояние в этом случае целесообразно аттестовать путем измерения напряжений измерительными пьезоэлектрическими преобразователями, имеющими высокие эксплуатационные характеристики. Используя зависимость между нагрузкой и напряженностью электрического поля пьезоэлектриков, разработаны пьезопреобразователи для контроля постоянных механических напряжений, которые, находясь внутри контролируемой среды, не изменяют своих размеров при возбуждении в них пьезоэффекта (рис. 2). Эти процессы описываются уравнениями пьезоэффекта:

$$P_j^E = d_{ij} \cdot \sigma_j, \quad S_j^T = d_{ij} \cdot E_i, \quad (2)$$

где  $P_j^E$ ,  $S_j^T$  – соответственно, поляризация, измеряемая при постоянном электрическом поле  $E$  и деформация, измеряемая при постоянном механическом напряжении  $\sigma$ ,  $t$  – операция транспонирования матрицы;  $i, j$  – индексы, принимающие следующие значения:  $i = 1...3; j = 1...6$ .



**Рис. 2.** Схема работы преобразователя механических напряжений.



**Рис. 3.** Функциональная схема устройства контроля вязкости. 1 – источник питания (электрическая сеть); 2 – электродвигатель; 3 – редуктор с передаточным числом 24:1; 4 – смеситель с подогревателем; 5 – устройство измерения момента вращения.

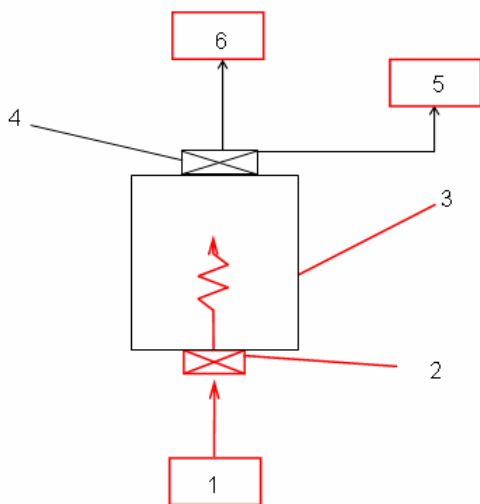
Сущность метода обоснована в работах [4-6]. Установлено, что

Вязкость – характеристика материала в жидкой фазе. Однако на основе вязкости можно прогнозировать некоторые физико-механические характеристики твердой фазы данного материала, в том числе и модуля упругости – показателя прочности. В предлагаемом методе [5, 6] вязкость контролируется зависимостью момента вращения вала электропривода смесителя (экструдера) от величины потребляемой мощности из электросети. Функциональная схема лабораторного устройства, реализующего предлагаемый метод, приведена на рис.3.

Взаимосвязь вязкости и момента вращения на бесконечно длинном цилиндре, вращающемся в трубе с жидкостью, определяется соотношением  $\mu = M_c \cdot K / \omega$ , где  $\mu$  – коэффициент вязкости;  $M_c$  – момент сил сопротивления вращению цилиндра (момент вращения);  $K$  – коэффициент, учитывающий геометрические размеры цилиндра;  $\omega$  – частота вращения.

$$M_{\text{вала}} = \frac{9.55 \cdot \sqrt{3} \cdot U \cdot I \cdot \cos \varphi}{n} \cdot \eta ,$$

где  $U$ ,  $I$ ,  $\cos \varphi$  – соответственно, напряжение, ток и коэффициент мощности питающей электрической сети;  $n$  – число оборотов электродвигателя;  $\eta$  – коэффициент полезного действия электродвигателя.



**Рис. 4.** Схема пьезопреобразователя контроля модуля упругости. 1 – генератор синусоидальных колебаний; 2 – излучатель упругих колебаний; образец контролируемого материала; 3 – приемник упругих колебаний; 4 – частотомер; 5 – вольтметр

Таким образом,  $M_{\text{вала}} = K \cdot I$ , где  $K$  – коэффициент, учитывающий паспортные данные электродвигателя. Для определения модуля упругости конструкционных материалов часто используют корреляционные зависимости между параметрами, полученными многочисленными экспериментами. Эти методы контроля трудоемки и продолжительны [7]. Очевидно, что целесообразно разработать оперативный метод контроля модуля упругости.

Предложенный метод контроля модуля упругости конструкционных материалов [4, 8] основан на явлении механического резонанса. На рис.4 приведена схема ультразвукового преобразователя для случая продольных колебаний в образце конечной ширины. В случае, продольных упругих колебаний в образце определенной длины (конечной ширины) резонансная частота равна:  $f_p = 1/2l \cdot \sqrt{E/\rho}$ , где  $l$  – длина образца;  $E$  – модуль упругости материала;  $\rho$  – плотность материала.

#### Список литературы

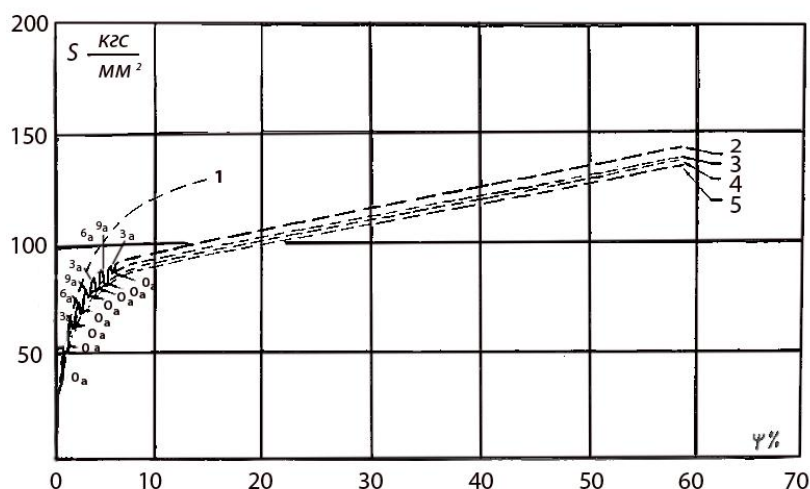
1. Немец Я., Серенсен С.В., Стреляев В.С. Прочность пластмасс. М.: Машиностр.,1970.- 335с.
2. Зубцов В.И. Оценка прочности гигроскопичных материалов с использованием эффекта Доплера. // Приборы и системы. Управление, Контроль, Диагностика. – 2000. - №1. – С. 51-53.
3. А.С. 1486910.СССР. Способ контроля кинетики пропитки жидкостью пористого материала. / Зубцов В.И. и др. // Открыт. Изобр.-19889. - №22. - с.240.
4. Зубцов В. И. Пьезоэлектрический контроль прочности – Новополюк: ПГУ, 1999. – 147с.
5. Зубцов В. И. Измерение вязкости расплавов (растворов) полимерных и других конструкционных материалов. // Приборы и системы управления. – 1999. - №7. - С.40-41.
6. Зубцов В. И. Экспресс-метод определения вязкости расплавов (растворов) твердеющих материалов. // Контроль. Диагностика.—2000. - №3. - С. 36-38.
7. Ахвердов И. Н. Основы физики бетона. М.: Стройиздат, 1985.-464с.
8. Зубцов В. И. Частотно – резонансный метод измерения модуля упругости материалов. // Инженерная физика. – 1999. - №1. - С. 64-65.

# ВЛИЯНИЕ СИММЕТРИИ ОСИ РАСТЯЖЕНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ ВОЛЬФРАМА НА ЭФФЕКТ А. Ф. ИОФФЕ

Баранов Ю. В.

*Институт машиноведения Российской академии наук, Москва*

Деформирование монокристаллов вольфрама основных кристаллографических ориентаций [001], [101], [111] осуществляли на испытательной машине Инстрон ТТ-Д-10Т, в специальных полировочных ваннах. Полировка монокристаллов в процессе деформирования осуществлялась непрерывно и кратковременно. Скорость деформации при растяжении составляла  $4 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ . На рис.1 в координатах – истинное напряжение  $S$  – относительное суждение  $\psi$ , представлены графики, характеризующие поведение монокристаллов вольфрама, деформируемых вдоль оси [001] при действии электрополировки (кривые 2–5) и без нее (кривая 1).



**Рис. 1.** Истинные кривые деформации монокристаллов вольфрама, растягиваемых вдоль оси [001] в процессе полировки (2–5) и без нее (2 – включение и выключение  $j = 1, 2, 3, a/\text{см}^2 (J = 3, 6, 9a)$

Графики 3,4,5 соответствуют монокристаллам, растягиваемым при непрерывном удалении металла с поверхности деформируемого образца. Скорость полировки составляет, соответственно 0,08; 0,16; 0,24 мкм/с. Кривая 1 получена при растяжении монокристаллов обычным образом, без полировки. График 2 характеризует поведение образца при периодическом включении и выключении полировки (скорости удаления металла с поверхности соответствуют 0,08; 0,16; 0,24 мкм/с.

Из рисунков следует, что как непрерывная, так и кратковременная полировка в процессе растяжения монокристаллов приводит к значительным изменениям деформационной кривой. Электрополировка снижает напряжения течения и увеличивает, более чем в 6 раз, относительное сужение при разрушении.

Увеличение скорости удаления металла с поверхности растягиваемых вдоль оси [001] монокристаллов от 0 до 0,24 мкм/сек приводит к снижению  $S_{n.n.}$  от 25,0 кг/мм<sup>2</sup> до 16,8 кг/мм<sup>2</sup> и  $S_{\delta}$  – от 126 кг/мм<sup>2</sup> до 77 кг/мм<sup>2</sup>. При этом резко возрастают характеристики пластичности. Относительное сужение увеличивается, например, с 15,1% при скорости полировки, равной 0, до 90% при скорости полировки 0,24 мкм/с, а величина истинного относительного удлинения возрастает при этом с 16,6 % до 230%.

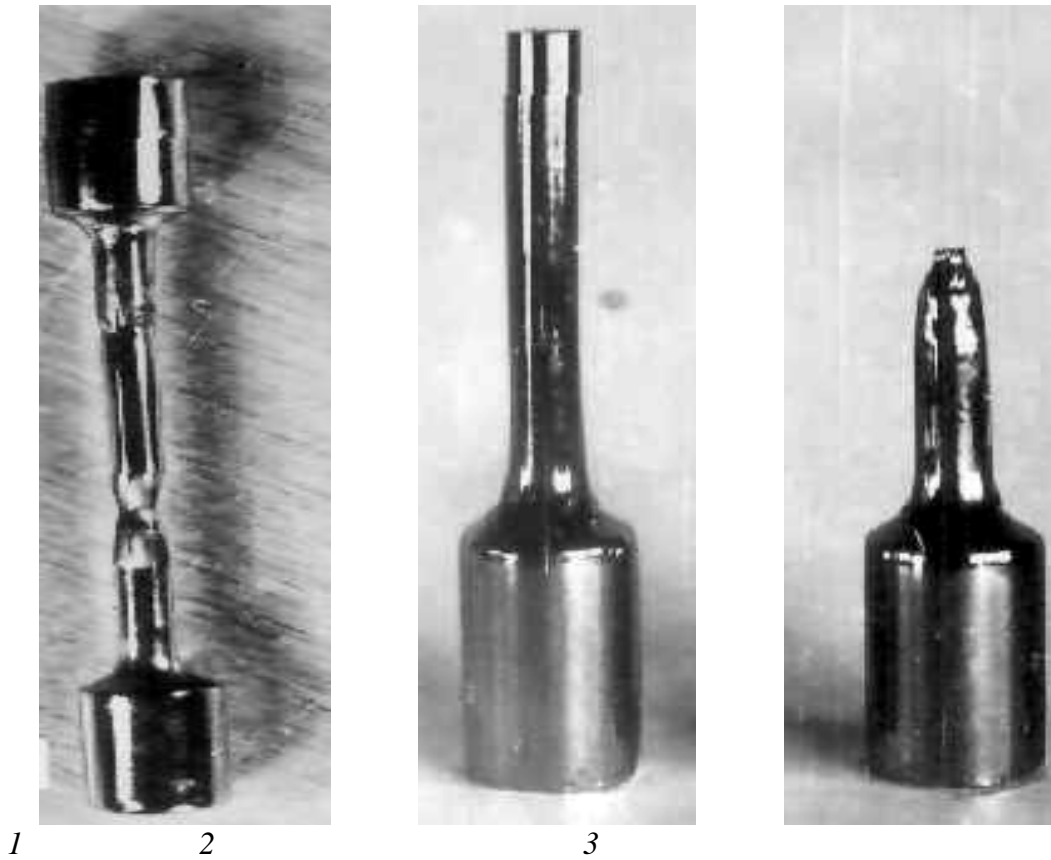


Рис. 2. Монокристаллы вольфрама [001], деформированные растяжением в процессе полировки (1, 3) и без нее (2)

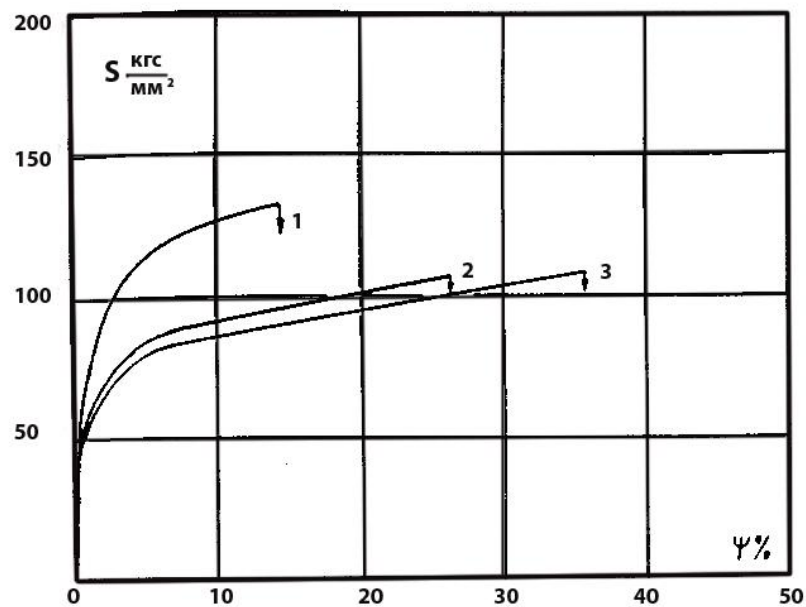
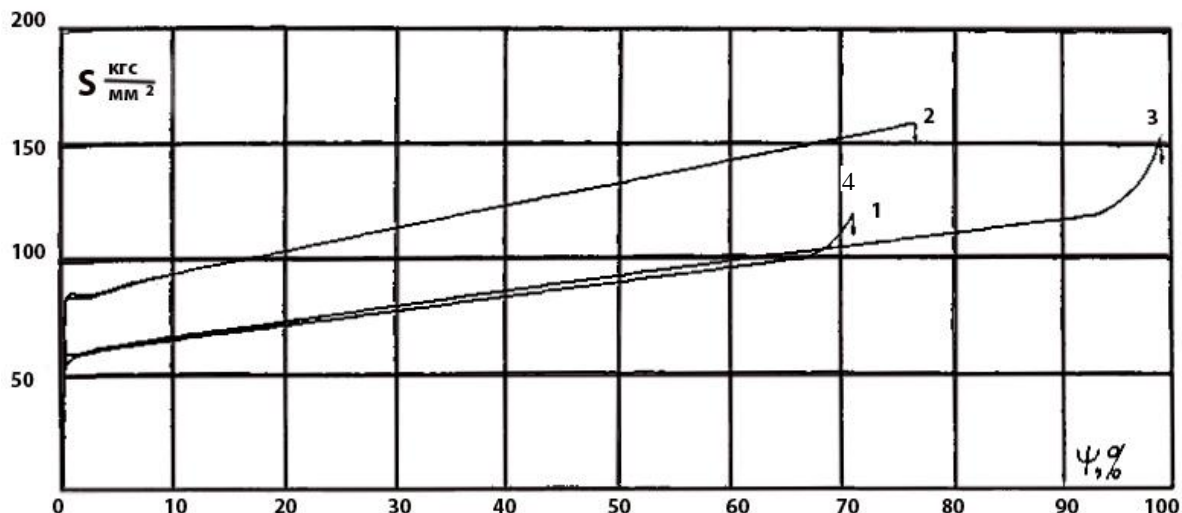


Рис. 3. Истинные кривые деформации монокристаллов W, растягиваемых вдоль оси [111] без полировки (1) и с полировкой в процессе деформирования (2,3).  $V_{пол.}^{(2)} = 0.08$  мкм/с;  $V_{пол.}^{(3)} = 0.16$  мкм/с

На рис.4 представлены графические зависимости истинных напряжений от относительных сужений при электрополировке и без нее для монокристаллов, растягиваемых вдоль оси [101], на графике виден "зуб текучести". Непрерывная полировка



образца в процессе нагружения уничтожает "зуб текучести" и делает кривую деформации более плавной.



**Рис. 4.** Истинные кривые деформации монокристаллов вольфрама растягиваемых вдоль оси [101] без электрополировки (1), (2) и в процессе электрополировки (3), (4);  $V_{пол} (3) = 0,08$  мкм/сек,  $V_{пол} (4) = 0,16$  мкм/сек

**Таблица.** Влияние электрополировки в процессе растяжения на механические свойства монокристаллов вольфрама различных ориентаций

Кристаллографические ориентировки кристаллов (ось растяжения)	[001]			[101]			[111]		
	$V_{пол},$ мкм/с	0	0,16	0,24	0	0,08	0,16	0	0,08
$S_{пл.},$ кгс/мм <sup>2</sup>	25,0	17,5	16,8	72,9	55,6	45,2	50,7	36,2	34,2
$S_{в},$ кгс/мм <sup>2</sup>	126,0	85,0	77,0	91,5	62,2	60,1	123,0	87,8	81,8
$\epsilon_p, \%$	16,6	172,0	231,0	42,2	462,2	123,0	15,5	30,5	44,5
$\psi_p, \%$	15,1	82,5	90,0	42,2	99,0	70,7	14,2	26,0	35,4
$j, \text{ а/см}^2$	0	2	3	0	1	2	0	1	2

#### ВЫВОДЫ:

1. Ось растяжения кристалла 100 имеет симметрию четвертого порядка, 111 – третьего порядка, 101 – второго порядка. Из полученных данных хорошо видно, что максимальный эффект пластификации имеет место на кристаллах, растягиваемых вдоль оси четвертого порядка, у которой меняется даже характер разрушения – с хрупкого на пластичный, с образованием шейки.

2. При растяжении кристаллов вдоль осей 111 и 101 проявление эффекта Иоффе (пластификации в полирующей среде – меньше; у кристаллов с 101, эффект проявляется только в снижении напряжения течения, деформация при разрушении не меняется).

**ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ И УДАРНАЯ ВЯЗКОСТЬ КОНСТРУКЦИОННЫХ  
ОЦК СПЛАВОВ****Кардашев Б. К., Чернов В. М.\***

*Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия,  
\* Всероссийский научно-исследовательский институт неорганических материалов  
им. академика А.А. Бочвара, Москва, Россия.*

[b.kardashev@mail.ioffe.ru](mailto:b.kardashev@mail.ioffe.ru)

Приводятся экспериментальные данные о температурных зависимостях модуля Юнга  $E$ , внутреннего трения (логарифмического декремента  $\delta$ ) и ударной вязкости образцов ОЦК сплавов (ферритно-мартенситная сталь, сплавы системы V–Ti–Cr) в интервале температур  $\sim 77$ – $300$  К. Наблюдается коррелированное изменение акустических и ударных зависимостей. Показано, что вязкое торможение краевых дислокаций является основным механизмом, контролирующим хрупко-вязкий переход в ОЦК металлических конструкционных материалах.

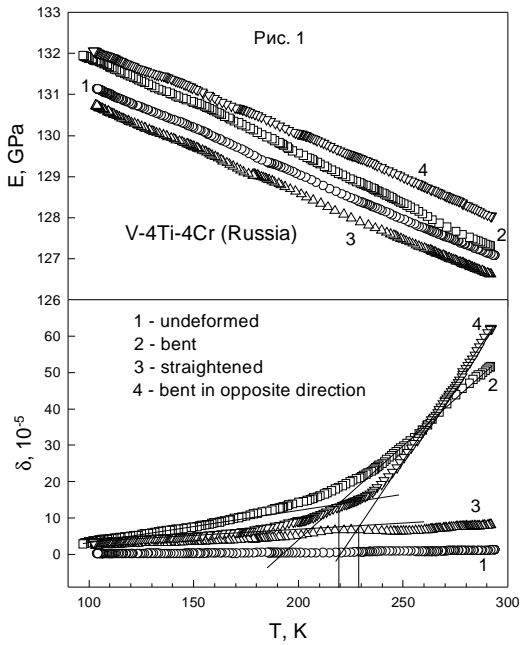
Многокомпонентные с объемно-центрированными кубическими (ОЦК) решетками ферритно-мартенситные 12%-ые хромистые стали и сплавы системы V–Ti–Cr являются перспективными конструкционными материалами для активных зон быстрых реакторов деления и реакторов термоядерного синтеза [1–3]. Использование таких материалов сдерживается типичным для ОЦК металлов низкотемпературным охрупчиванием в исходном состоянии и повышением температуры хрупко-вязкого перехода  $T_{хв}$  при радиационных воздействиях [2, 4–5].

Данная работа представляет оценку температуры  $T_{хв}$  двумя способами – по измерениям ударной вязкости (разрушающий метод) и по данным неразрушающих акустических измерений амплитудно-независимого внутреннего трения на образцах ферритно-мартенситной стали ЭК-181 состава Fe–12Cr–W–V–Ta–B [4] и сплава V–4Ti–4Cr [6]. Для сравнения приводятся результаты акустических исследований ГЦК аустенитной стали ЭК-164 (Fe–16Cr–19Ni–2Mn–2Mo–Nb–Ti–Sc). В работе также исследовались ванадиевые сплавы, приготовленные в США и Японии.

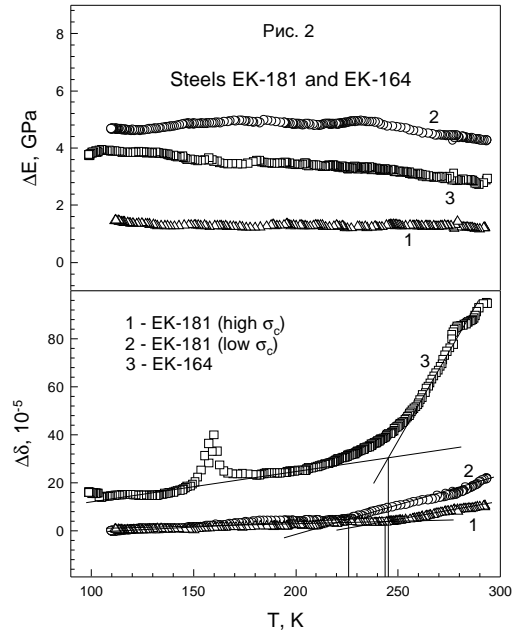
Акустические измерения проводились резонансным методом составного пьезоэлектрического вибратора [7]. Частота продольных колебаний образцов была вблизи 100 kHz. Для оценки влияния деформационной предыстории на акустические свойства образцы деформировались в испытательной машине «Instron». Данные были получены для отожженных (недеформированных), пластически изогнутых и согнутых, а затем выпрямленных образцов.

На рис. 1 в качестве примера показаны температурные зависимости модуля Юнга  $E(T)$  и декремента  $\delta(T)$  для сплава V–4Ti–4Cr с различной деформационной предысторией. Рис. 2 представляет результаты, полученные на стальных образцах. Здесь показаны данные для приращений модуля Юнга  $\Delta E$  и декремента  $\Delta\delta$ , вызванных пластическим изгибом. Видно, что на изогнутых образцах наблюдается характерный излом на кривых  $\delta(T)$  или  $\Delta\delta(T)$  в области температур 200–250 К, где имеет место вязко-хрупкий переход при ударных испытаниях ОЦК сплавов (рис. 3 и 4). На рис. 3 и 4 видно, что приращение декремента  $\Delta\delta$  для деформированных образцов и ударная вязкость явно коррелируют друг с другом. Температуры  $T_{хв}$  отмечены на рис. 1–4 вертикальными линиями. Подобной корреляции для модуля Юнга не наблюдается:  $E(T)$  – это монотонно возрастающие (при охлаждении) примерно по ли-

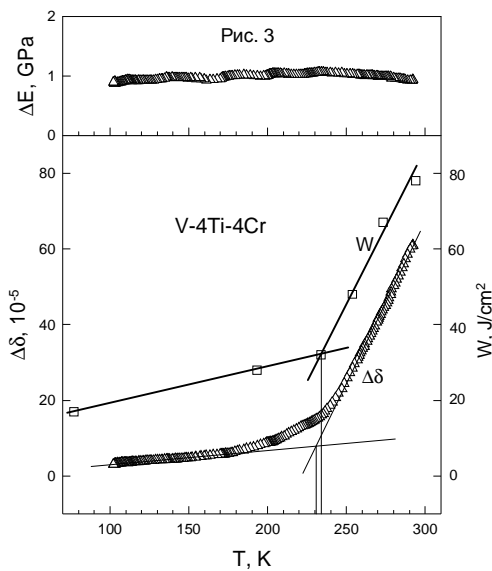
нейному закону зависимости; приращение модуля  $\Delta E$ , вызванное пластической деформацией, оказывается не зависящим от температуры.



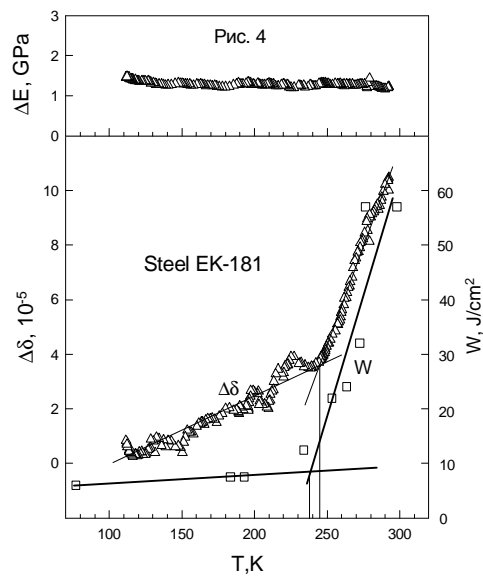
**Рис. 1.** Температурные зависимости модуля Юнга  $E$  и декремента  $\delta$  для сплава V-4Ti-4Cr.



**Рис. 2.** Температурные зависимости приращений модуля Юнга  $\Delta E$  и декремента  $\Delta \delta$ , вызванных пластическим изгибом, для ферритно-мартенситной стали ЭК-181 с высоким (1) и низким (2) пределом текучести  $\sigma_s$  и для аустенитной стали ЭК-164 (3).



**Рис. 3.** Температурные зависимости ударной вязкости  $W$  (1) и приращений декремента упругих колебаний  $\Delta \delta$  (2) и модуля Юнга  $\Delta E$ , вызванных предварительной пластической деформацией изгиба для сплава V-4Ti-4Cr.



**Рис. 4.** То же для ферритно-мартенситной стали ЭК-181 с высоким уровнем предела текучести.

Если считать, что характерные особенности кривых  $\delta(T)$  при охлаждении связаны с переходом материала из вязкого состояния в хрупкое, то можно отметить следующее.

1. Для того чтобы наблюдать ярко выраженный излом на кривой  $\delta(T)$  или  $\Delta\delta(T)$  необходимо, чтобы в материале присутствовал избыток краевых дислокаций одного механического знака. Этот избыток создается благодаря пластическому изгибу.

2. Из-за неоднородности деформации в изогнутом образце могут возникать значительные дальнедействующие поля внутренних напряжений, если их релаксация по каким-либо причинам затруднена. О росте внутренних напряжений в изогнутых образцах свидетельствует увеличение после изгиба абсолютного значения модуля Юнга как для сплавов V–Ti–Cr [8] (рис.1, 3), так и для сталей (рис. 2, 4). Здесь следует обратить внимание на то, что характерный излом на кривой  $\delta(-)$  для образца ферритно-мартенситной стали с низким пределом текучести  $\sigma_c$  наблюдается при температуре более низкой, чем для образца с высоким значением  $\sigma_c$  (рис. 2). Это подчеркивает важную роль внутренних напряжений в формировании  $T_{хв}$ .

2. На переход материала в хрупкое состояние должно оказывать влияние вязкое торможение краевых дислокаций. Об этом свидетельствует отсутствие каких бы то ни было особенностей на температурных зависимостях модуля Юнга, а также дефекта модуля  $\Delta E(T)$ , вызванного предварительной деформацией (рис. 1–4). Действительно, с точки зрения теории амплитудно-независимого дислокационного внутреннего трения на частотах порядка 100 кГц вязкое торможение дислокаций вносит свой вклад в декремент и не влияет на дислокационный амплитудно-независимый дефект модуля упругости [9]. Кроме того, на порядок более высокий уровень декремента (вязкого торможения), наблюдаемый на образцах аустенитной стали (ср. зависимости 1 и 2 с кривой 3 на рис. 2), объясняет, почему в ГЦК материалах не наблюдается низкотемпературного охрупчивания, несмотря на наличие аналогичного излома на кривой  $\Delta\delta(T)$ .

Таким образом, в итоге данной работы удалось экспериментально обосновать возможность применения неразрушающей акустической методики для изучения физических механизмов хрупко-вязкого перехода в ОЦК металлических материалах.

## Список литературы

1. M.I. Solonin // J. Nucl. Mater. 1998, V. 258-263, P. 30-46.
2. R.L. Klueh, D.R. Harris. // High-Chromium Ferritic and Martensitic Steels for Nuclear Applications. ASTM stock Number: MONO3, 2001.
3. E.E. Bloom, S.J. Zinkle, F.W. Wiffen // J. Nucl. Mater. 2004, V. 329-333, P. 12-19.
4. М.В. Леонтьева-Смирнова, А.Г. Иолтуховский, В.М. Чернов и др. // Вопросы атомной науки и техники. Серия «Материаловедение и новые материалы», 2004, Т.2(63), С.142-155.
5. R.J. Kurtz, K. Abe, V.M. Chernov et all. //J. Nucl. Mater. 2004, V. 329-333 P. 47-55.
6. М.М. Потапенко, А.К. Шиков, В.М. Чернов и др. // Вопросы атомной науки и техники. Серия «Материаловедение и новые материалы», 2005, Т. 1(64), С. 340-347.
7. С.П. Никаноров, Б.К. Кардашев. Упругость и дислокационная неупругость кристаллов. М.: Наука, 1985, 254 с.
8. V.M. Chernov, B.K. Kardashev, L.M. Krukova et al. // Journ. Nucl. Mater. 1998, V.257, P.263-273.
9. A.V. Granato, K. Lücke // J. Appl. Phys. 1956, V.27, №6, P.583-593.

## ФИЗИКА ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОИСКРОВЫХ ПОКРЫТИЙ РЯДА МЕТАЛЛОВ

Житару Р. П., Михайлюк А. И.

*Институт прикладной физики АН Молдовы, Кишинев,*  
[raisa@phys.asm.md](mailto:raisa@phys.asm.md)

Перспективным направлением увеличения несущей способности конструкционных материалов является упрочнение их поверхностных слоев или нанесение упрочняющих покрытий. Метод электроискровой обработки (ЭИО) поверхности металлов, созданный акад. Б.Р.Лазаренко, вполне соответствует требованиям этого направления и представляет собой перспективный способ модифицирования поверхностных слоев конструкционных материалов. Существенное упрочнение поверхности металлических деталей при ЭИО обусловлено мощной пластической деформацией поверхностного слоя обрабатываемого материала, вызванной скоротечным импульсным электрическим разрядом между электродом и деталью ( $=10^{-4}-10^{-5}$  с.) и высокой скоростью охлаждения ( $\sim 10^4$  /сек) микрорасплавов, формирующихся на детали. Такие условия обработки приводят к термопластической деформации с образованием высокой плотности линейных дефектов в сформированном слое, которая достигает в ряде случаев величины  $10^{11}-10^{12}$  см<sup>-2</sup>. При такой плотности дислокаций и температурно-временной специфике пластической деформации в процессе ЭИО создаются условия для процессов полигонизации дислокаций и формирования трехмерной ячеистой структуры (рис.1а).

Исследования, проведенные авторами с использованием методов рентгеноструктурного анализа и электронной микроскопии показали, что размерные параметры, характеризующие ячеистую субструктуру покрытия, сформированного в процессе ЭИО, находятся в пределах 20–200 нм. Металлографический анализ слоев арко-железа и различных сталей, подвергнутых ЭИО, показал, что при мягких режимах обработки ( $W = 0,4 - 0,9$  Дж) величина зерна многофазного белого слоя находится в пределах 0.1–10 мкм. Оценка параметров субструктуры поверхностей трения различных металлов, упрочненных ЭИО, с их износостойкостью позволила выявить, что более оптимальными при испытаниях в условиях трения скольжения были покрытия, величина блоков мозаики которых составляла: для Fe–17, Cu–130 и Ti–20 нм.

Таким образом, было выявлено, что при определенных условиях ЭИО в поверхностном слое металлов формируются субструктуры наноразмерной величины, которым свойственны новые физико-механические свойства. Например, поверхности трения, сформированные ЭИО, приводят к заметному увеличению износостойкости металлических конструкций.

Интересные результаты были получены при изучении влияния предварительной пластической деформации (ППД) на прочностные свойства слоев, сформированных ЭИО. При этом исследовалась эволюция субструктуры электроискровых покрытий в процессе деформации и измерялась микротвердость. Были определены режимы ППД, при которых в поверхностном слое образуются микронапряжения сжатия (табл.1). При этом повышается усталостная прочность и формируется шероховатость поверхности, наиболее благоприятная для условий трения.

Воздействие ППД приводило к смене знака напряжений – вместо растягивающих возникали сжимающие напряжения, табл.1.

**Таблица 1.** Напряжения I рода в поверхностных слоях ст.45 и ст.40, обработанных ЭИО и ЭИО+ППД

№ п/п	Материал образца	Материал электрода	Нагрузка обкатки при ППД, Р,кгс	ЭИО	ЭИО+ППД
1	Сталь 45	Сталь 45	40	150	- 770
2	- “ -	- “ -	80	150	- 840
3	- “ -	- “ -	120	150	- 910
4	Сталь 40Х	Сталь 45	40	240	- 630
5	- « -	- “ -	80	240	- 770
6	- “ -	- “ -	120	240	- 980
7	ВТ- 1	ВТ- 1	-	980	-
8	ВТ- 1	ВТ- 1	40	980	780
09	ВТ-1	ВТ-1	80	980	590
10	ВТ-1	ВТ-1	120	980	200
11	ВТ-1	ВТ-1	150	980	- 210

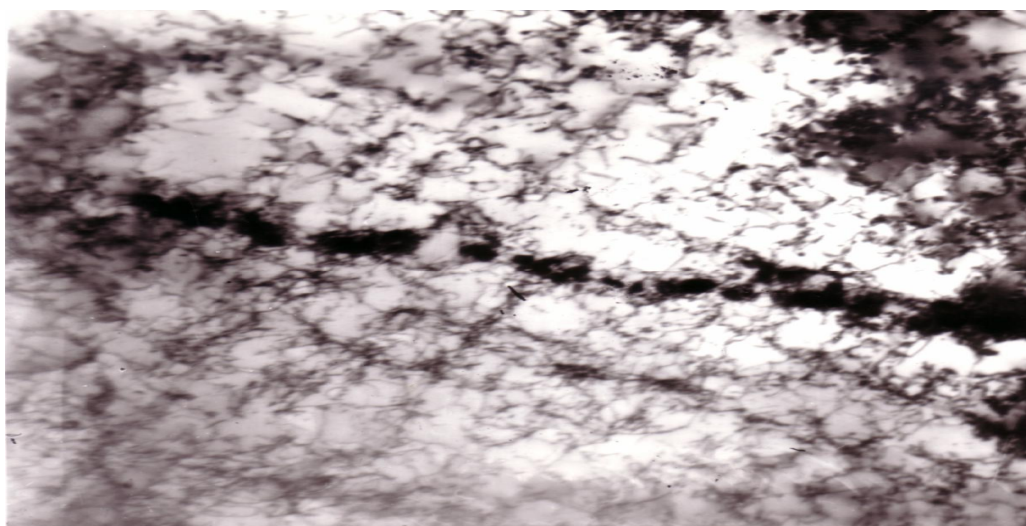
Рентгеноструктурные исследования показали, что значение параметра  $\beta$  для слоев, сформированных ЭИО, до ППД и после неё практически совпадают. Измерения микротвердости свидетельствуют, что дополнительное воздействие ППД на слои, сформированные ЭИО, практически не изменяет ее величины.

Электронно-микроскопические исследования выявили трансформацию дислокационной субструктуры электроискровых покрытий в процессе воздействия ППД: ячеистая стала соответствовать полосовой, ячеисто-сетчатой разориентированной субструктуре (рис.б) . При этом размер ячеек практически не изменился. Плотность линейных дефектов также не изменилась, все это свидетельствует о том, что основным механизмом деформации является зернограничное проскальзывание, вызывающее взаимный поворот микрофрагментов материала, т.е.наблюдается переход от дислокационно-трансляционных к поворотным модам деформации, т.е. к ротационным, что ведет к повышению пластических свойств поверхностных слоев, при сохранении их прочностных свойств.

Таким образом, было установлено, что в процессе электроискровой обработки металлов формируется покрытие с высокой степенью деформационного упрочнения. При этом дислокационная структура представляет собой ячеистую субструктуру с наноразмерной величиной ячеек. Показано, что последующее деформирование покрытий трением происходит не только за счет трансляционного движения дислокаций с изменением их плотности и дисперсности ячеистой субструктуры, а в основном посредством зернограничного проскальзывания, т.е. ротационным механизмом. Разворот фрагментов и нанозерен и возникновение мезоскопических сдвигов, развивающихся вдоль границ фрагментов, и является, по-видимому, реальным механизмом деформации электроискровых покрытий.

Однако, формирование определенного вида субструктуры возможно не при любых режимах ЭИО, а лишь при некоторых. Выяснение условий ЭИО, при которых формируется стабильная, мелкодисперсная, ячеистая субструктура является задачей дальнейших исследований.

Итак, в результате проведенных исследований было установлено, что параметры кристаллической структуры и субструктуры сформированного методом ЭИО слоя металлов лежат в пределах наноразмерных величин ( $20-10^3$  нм). Методами рентгеноструктурного анализа и электронной микроскопии установлено, что плотность линейных дефектов после ЭИО и ЭИО+ ППД практически равна, и размеры фрагментов субструктуры электроискровых покрытий после ППД не превышают размеров ячеек до ППД. Это позволило предположить, что основу механизма пластической деформации электроискровых покрытий составляют коллективные движения дислокаций, т.е. ротационные процессы



*a)*



*б)*

**Рис. 1.** Дислокационная субструктура поверхностного слоя стали после обработки ЭИО (*a*) и после ЭИО и ППД (*б*). Увеличение: *a*) 33500; *б*) 11000.

# ИЗМЕНЕНИЯ МИКРОТВЕРДОСТИ ПРИ МИКРОИНДЕНТИРОВАНИИ В УСЛОВИЯХ СМАЗОЧНЫХ СРЕД И РАЗЛИЧНЫХ УСИЛИЙ ИНДЕНТИРОВАНИЯ

Житару Р. П., Парамонов А. М., Коваль А. В.

*Институт прикладной физики АН Молдовы, Кишинев, Республика Молдова*  
[raisa@phys.asm.md](mailto:raisa@phys.asm.md)

До настоящего времени отсутствует общепризнанное объяснение зависимости микротвердости ( $H$ ) от величины нагрузки ( $P$ ) на индентор. Это связано с тем, что имеющиеся данные не дают однозначного ответа на вопрос о характере такой зависимости. Многие авторы утверждают независимость микротвердости от величины, применяемой при измерениях нагрузки. Ряд авторов, наоборот, наблюдали возрастание микротвердости с ростом нагрузки, которое после достижения максимума начинает медленно убывать или остается постоянным. Особое разнообразие данных получено при использовании малых нагрузок: обнаружены отклонения величины микротвердости в обе стороны. Возможно выявленное разнообразие закономерностей связано с тем, что они отображают не столько зависимость  $H(P)$ , сколько зависимость величины микротвердости от свойств того слоя металла, в пределах которого нанесен отпечаток. Поверхностные слои даже одного и того же материала могут отличаться величиной поверхностного наклепа, трещиностойкостью, твердостью. Причем эти качества изменяются по мере углубления от поверхности. По поводу физической природы зависимости  $H(P)$  также существуют различные мнения.

Приведенное свидетельствует о том, что природа зависимости  $H(P)$  еще недостаточно ясна. Учитывая широкое использование микротвердости при исследовании механических свойств разнообразных по составу и размерам (от нано- до макроразмерных) материалов, важно понимать физическую природу процесса микроиндентирования и эволюцию этого процесса с изменением внешней деформирующей силы и силы трения при внедрении индентора в материал.

Одним из значимых направлений процесса микроиндентирования является изучение влияния фрикционной обработки (смазки) поверхности на величину микротвердости и дефектную структуру, возникающую на разных глубинах внедрения индентора. Это важно, так как подбор оптимальных условий трения способствует в ряде случаев улучшению эксплуатационных характеристик стальных поверхностей.

В связи с этим в данной работе изучены: зависимость микротвердости от величины силы индентирования и влияние смазки поверхности металлов на величину микротвердости, соответствующую различной глубине внедрения индентора. Эксперименты выполнялись на стали 45 (незакаленная и закаленная). Микротвердость измерялась на приборе ПМТ-3, индентор – пирамида Виккерса. Использовали следующие смазки: polialphaolefine oil, petrolatum oil and pentacrythritol ester. Исследования проводились при комнатной температуре.

В результате закалки величина микротвердости значительно увеличилась (в 2–3 раза), при этом увеличение выше, чем больше деформирующее усилие  $P$ . Получено, что упрочненная сталь 45 проявляет другие закономерности деформирования при микроиндентировании, иной ход зависимости микротвердости от нагрузки на индентор по сравнению с незакаленной. Зависимость  $H(P)$  слабо выражена (практически отсутствует) для незакаленных образцов и представляет линейную зависимость для закаленных. Данные свидетельствуют, что микротвердость является структурно-чувствительным параметром и ее величина отражает изменения дефектного и напряженного состояния стали при закалке.



Известно, что с ростом нагрузки на индентор структурное состояние деформированной зоны вблизи индентора претерпевает значительные изменения, степень которых зависит от жесткости материала. При малых внешних воздействиях на мягких материалах деформирование, в основном, определяется рождением, движением и взаимодействием дислокаций, но по мере увеличения усилий на индентор, плотность дислокаций и внутренние напряжения существенно увеличиваются. При этом меняются состояние структуры деформированной зоны и механизм деформирования - наблюдается постепенный переход от дислокационного к сдвигу по границам ячеек (зернограничное проскальзывание), ощутимую роль начинают играть ротационные процессы. С учетом этого, можно считать, что в слое около индентора имеют место аналогичные процессы, которые и определяют модификацию величины микротвердости с ростом  $P$ . Поэтому можно заключить, что масштабный эффект величины микротвердости определяют эволюция дислокационной структуры и постепенная смена механизма деформации по мере роста нагрузки. Влияние фрикционного воздействия на зависимость  $H(P)$  одного и того же материала, но обладающего различной исходной микроструктурой исследовали путем изменения силы трения между индентором и материалом, нанося для этого на поверхность образцов стали 45 (закаленных и незакаленных) ровным слоем различные масла. Главный результат для этих образцов проявился в том, что за счет использования смазок микротвердость уменьшается при всех исследуемых нагрузках. Эффект наиболее ярко выражен при малых нагрузках на незакаленных и, противоположно этому – при больших  $P$  на закаленных, рис. 1.

Этот факт свидетельствует о том, что исходная внутренняя структура (внутренняя энергия) материала играет существенную роль в определении величины микротвердости, а следовательно, и зависимости  $H(P)$ . Эффект подтверждается и данными оценки коэффициента деформационного упрочнения  $\Delta H/\Delta P$ , табл. 1.

**Таблица 1.** Коэффициент упрочнения ( $\Theta = \Delta H/\Delta P$ ) для стали 45

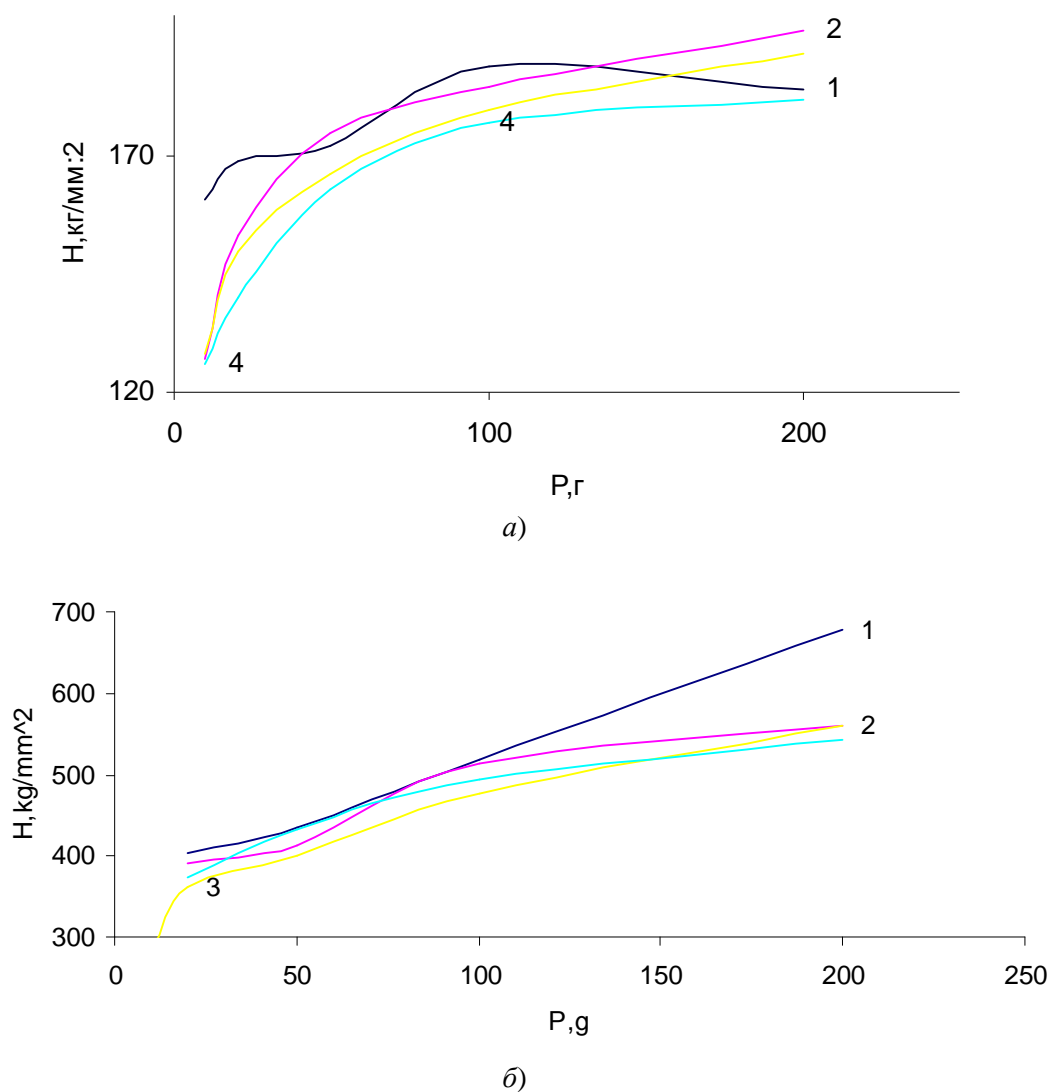
Интервал нагрузок Тип обработки сталей	10÷50 г		50÷200 г	
	Незакаленная	Закаленная	Незакаленная	Закаленная
Без смазки	0.28	2.72	0.08	2.85
:polialphaolefine oil	1.0	3.0	0.2	1.05
petrolatum oil	1.2	2.6	0.15	1.0
pentacrythritol ester	0.93	3.2	0.13	0.73

Видно, что смазка, используемая в работе, повышает  $\Theta$  во всем диапазоне нагрузок индентирования для незакаленных образцов стали и, наоборот, для закаленных практически не изменяет  $\Theta$  в интервале 10–50 г и значительно понижает (в 3 и более раз) в интервале 50–200 г. Известно, что закаленные образцы по сравнению с незакаленными являются более дефектными, упруго напряженными и значительно упрочненными, что и составляет основу различия закономерностей, проявляемых при микроиндентировании. Итак, показано, что совместное влияние нагрузки и смазочных сред на структуру и величину напряжений поверхностного слоя металла в области контакта с индентором определяют величину микротвердости. Описанные явления имеют место при внедрении индентора, т.е. при нагружении. Однако измерения отпечатков проводятся, как правило, после удаления пирамиды, т.е. после разгружения, в процессе которого величина отпечатка может измениться за счет упругого восстановления напряженного состояния структуры, сформированной при нагружении. При этом упругое восстановление является одним из дополнительных

эффектов, влияющим на зависимость микротвердости от нагрузки. Изменения, вызываемые смазкой, сопровождаются в процессе внедрения индентора модификацией структуры и внутренних напряжений и поэтому регулируют восстановление материала при разгрузке.

Таким образом, увеличение микротвердости или ее уменьшение при использовании смазочной среды определяются двумя факторами: микроструктурой поверхностного слоя металла, сформированной при внедрении индентора при определенной нагрузке и упругим восстановлением, возникающим при разгрузке.

Масштабный эффект величины микротвердости в основном обусловлен эволюцией дислокационной структуры в зоне индентирования и постепенной сменой по мере увеличения силы внедрения индентора дислокационного механизма деформации ротационным. Определенный вклад вносит упругое восстановление размера отпечатка при разгрузке.



**Рис. 1.** Зависимость микротвердости от нагрузки на индентор для стали 45 незакаленной (а) и закаленной (б). Кривые 1 – без смазки; (2, 3 и 4) с использованием смазок

## СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В КОНСТРУКЦИОННОМ АЛЮМИНИЕВОМ СПЛАВЕ В УСЛОВИЯХ ГОРЯЧЕЙ ДЕФОРМАЦИИ СЖАТИЕМ

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

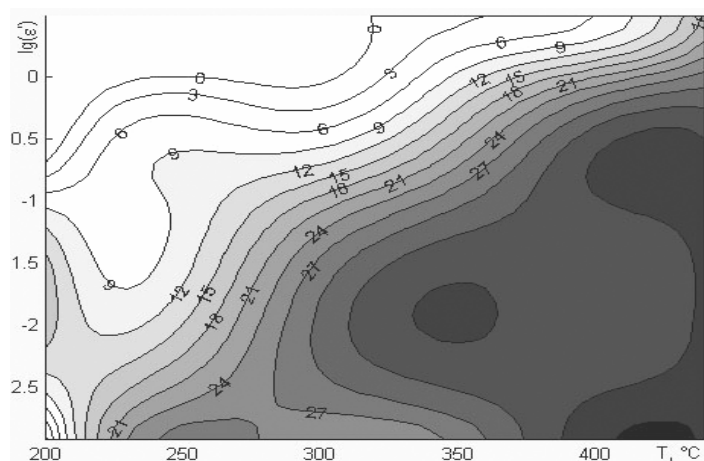
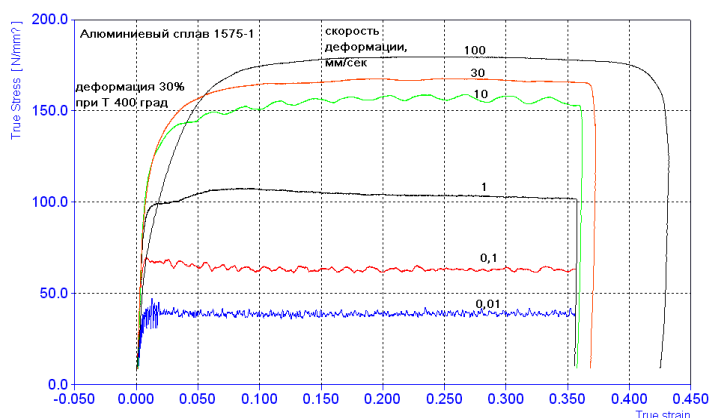
ФГУП ЦНИИ КМ «Прометей», -Петербург, Россия  
[bbarakhtin@mail.ru](mailto:bbarakhtin@mail.ru)

Термодеформационная прокатка в валках и калибрах – наиболее распространенные технологии производства деформированных полуфабрикатов (полос, листов, плит, прутков) из алюминиевых сплавов. На основе многолетнего практического опыта считается, что прокатка наиболее эффективна при высоких температурах ( $\sim 0,6 T_{\text{плавления}}$ ). Разработка новых марок конструкционных высокопрочных свариваемых и коррозионно-стойких алюминиевых сплавов с измельченным зерном, редкоземельными модификаторами (цирконий, скандий) и фазами наноразмерного масштаба требует изыскания путей совершенствования действующих и поиска наилучших условий пластической деформации литого металла.

Цель выполненной работы – оценка возможностей теплой и горячей ( $180 < T < 450^{\circ}\text{C}$ ) прокатки перспективных алюминиевых сплавов с модифицированной структурой.

### Методика исследований

В работе исследовалось структурно-механическое состояние алюминиевого сплава системы Al–Mg–Sc (типа 1575-1). Условия горячей деформации моделировались в камере высокотемпературного dilatометра «DIL 805». В интервалах температур  $T = 200 - 440^{\circ}\text{C}$  и скоростей деформирования  $\dot{\epsilon} = 10^{-2} - 10^3$  мм/с прибор обеспечивал сжатие цилиндрических образцов высотой 10 мм и диаметром 5 мм до значений  $\epsilon = 0,3$  с записью результатов в координатах «истинные напряжения – истинные деформации» (рис. 1).



**Рис.1.** Пример диаграмм «истинные напряжения-истинные деформации» после сжатия при  $400^{\circ}\text{C}$  (вверху) и карта изменения критерия диссипации механической энергии (внизу), построенная по результатам экспериментов для предельной деформации  $\epsilon = 0,3$ .

По результатам пластометрических испытаний строились карты изменения критерия диссипации механической энергии  $\eta$ , который определяется отношением [1]:

$$\eta = 2 m / m + 1$$

где  $m$  – параметр скоростной чувствительности деформации  $m = \Delta(\ln \sigma) / \Delta(\ln \dot{\epsilon})$ .

Считается, что этот критерий выражает структурную часть рассеяния механической энергии и может служить параметром оптимизации температурно-скоростных режимов горячего деформирования. Идея использования критерия  $\eta$  заключается в создании в деформируемом металле структуры, которая при заданных технологических параметрах обеспечивает наилучшие аккомодационные способности материала и приводит к наименьшему накоплению в нем запасенной упругой энергии. Полагают, что чем выше значения  $\eta = \eta(\dot{\epsilon}, T)$ , тем лучше должна быть технологическая пластичность.

После операций горячего сжатия образцы разрезались алмазным диском вдоль оси. На образовавшихся сечениях подготавливались металлографические шлифы, которые после химического травления в горячем (+70° С) растворе 10% азотной кислоты рассматривались в световом микроскопе «Аксиоверт» и растровом электронном РЭМ 535. Изображения структур обрабатывались с помощью программы «Эксперт Про»

### Результаты исследований

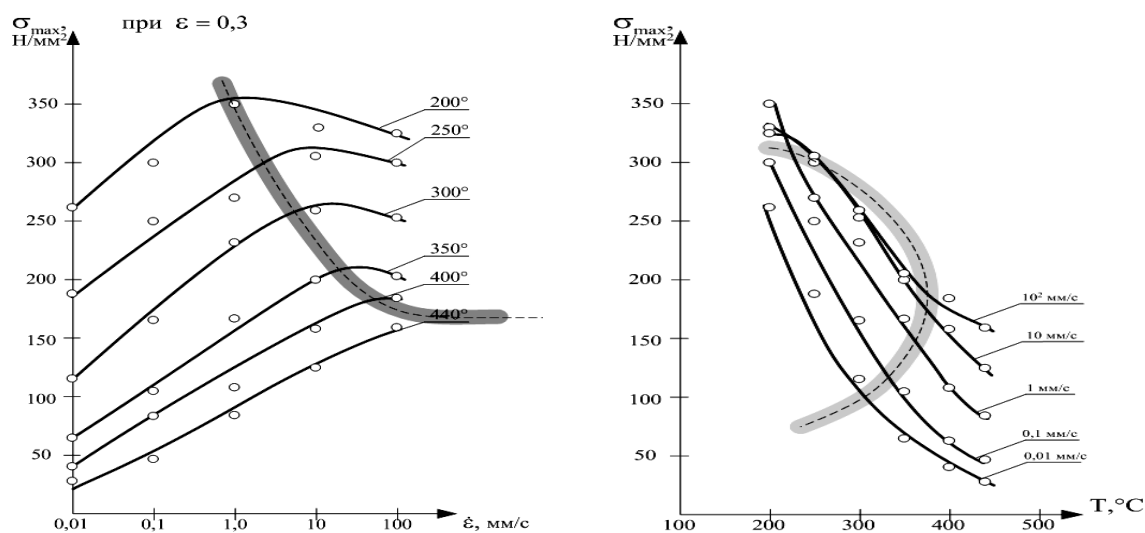
Результаты пластометрических испытаний не противоречили известным данным [2, 3] о поведении металлических материалов с высокой энергией дефектов упаковки в условиях горячей деформации. Так, при разных температурах и скоростях деформации на зависимостях  $\sigma_{\max}(\dot{\epsilon})$  и  $\sigma_{\max}(T)$  (рис.2) выявлены участки линейного соответствия, характеризующие проявление ведущей роли упрочнения или разупрочнения, обусловленных работой разных термически активируемых механизмов. Например, упрочнению металла способствует активная пластическая деформация, которая сопровождается образованием микро- и мезо- зон концентрации упругих напряжений, накоплением избыточной упругой энергии, а также диффузия химических элементов, приводящая к образованию ликваций, зон с различающимся химическим потенциалом, кластеров, фаз и отдельных упрочняющих частиц разного химического состава, морфологии, размеров и структуры. С другой стороны к разупрочнению приводит аккомодационная пластическая деформация, которая происходит под воздействием возникших внутренних напряжений и сопровождается их релаксацией, снижением уровня запасенной упругой энергии, а также полигонизация, благодаря которой в деформированных зернах происходит перераспределение дислокаций с формированием преимущественно малоугловых границ.

Поскольку нарушение линейных корреляций указывает на смену ведущего механизма структурообразования, на зависимостях  $\sigma_{\max}(\dot{\epsilon})$  и  $\sigma_{\max}(T)$  наличие экстремума или точки перегиба свидетельствует о динамическом равновесии процессов упрочнения и разупрочнения. Для пластической деформации  $\epsilon = 0,3$  положение экстремума совпало с оптимальным режимом горячей прокатки сплава 1575-1 (Al–Mg–Sc), найденным по данным механических испытаний образцов посредством отношения  $\sigma_{0,2}/\sigma_B$  в зависимости от температуры деформации [4].

На диаграммах  $\sigma(\epsilon)$  зафиксировано, что сжатие образцов со скоростью 10 мм/с сопровождается осцилляциями истинных напряжений, особенно заметными при температурах 300–440°С. Данная особенность указывает на явление самоорганизации в структуре металла с участием структурных объектов разной подвижности.

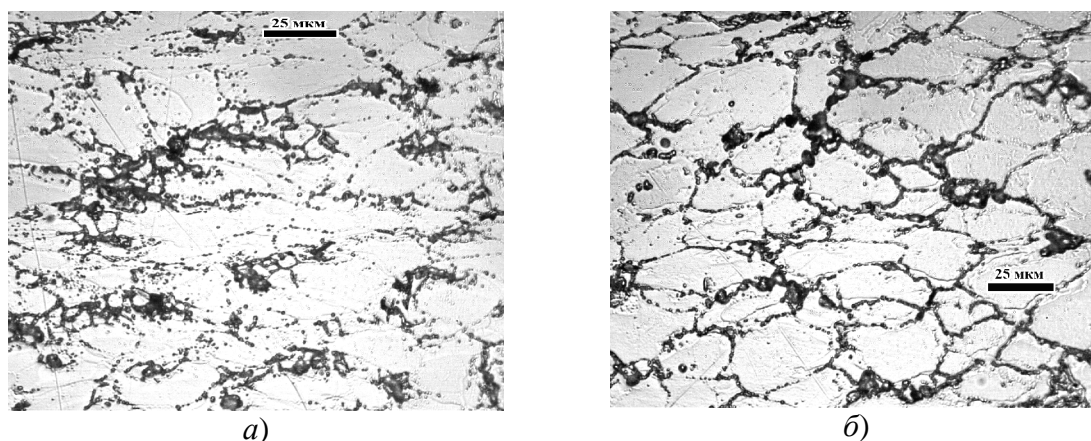
Сравнивая данные пластометрических испытаний  $\sigma(\epsilon, \dot{\epsilon}, T)$  с картой эффективности диссипации механической энергии  $\eta(\dot{\epsilon}, T)$ , можно видеть, что максимум вели-

чины  $\eta$  совпадает с режимом структурной самоорганизации только по температурному параметру (350–400<sup>0</sup>С).



**Рис. 2.** Максимальные истинные напряжения  $\sigma_{\max}$  в зависимости от скорости  $\dot{\epsilon}$  (слева) и температуры  $T$  (справа) в условиях сжатия. Границы линейных диапазонов обозначены пунктиром.

При сжатии со скоростью  $\dot{\epsilon} = 10$  мм/с значения  $\eta$  практически нулевые во всем исследованном температурном интервале. При этом металлографические исследования показали (рис. 3), что при 400<sup>0</sup>С процессы самоорганизации, соответствующие нулевым значениям коэффициента  $\eta$ , реализуются вдоль границ зерен в каналах пластической деформации шириной до 7 мкм. Здесь можно видеть следы диссипативных структур в виде частично сохранившихся групп мелких (~5 мкм) новых зерен, образовавшихся механизмом динамической рекристаллизации. Наибольшим значениям величины  $\eta$  отвечают стабильные перекристаллизованные зерна размером  $30 \pm 15$  мкм, разделенные совершенными большеугловыми границами.



**Рис. 3.** После сжатия при 400<sup>0</sup>С метастабильная структура динамической рекристаллизации ( $\dot{\epsilon} = 10$  мм/с) – а) и стабильные зерна перекристаллизации ( $\dot{\epsilon} = 10^{-1}$  мм/с) – б).

### Выводы

Полученные данные свидетельствуют о том, что в конструкционных модифицированных алюминиевых сплавах в условиях горячего сжатия аккомодационные способности структуры реализуются как диссипативные состояния дислокационных ансамблей, инициирующих зарождение мелких зерен механизмом динамической

рекристаллизации практически без затрат подводимой механической энергии. Наибольшие значения коэффициента диссипации соответствуют режимам горячей деформации, приводящей к формированию стабильной однородной структуры зерен.

### Список литературы

1. Барахтин Б.К., Варгасов Н.Р., Лебедева Н.В., Рыбин В.В. Структурные изменения в железе в условиях горячей деформации сжатием // Деформация и разрушение материалов, 2006.-№7.- с.9-15.
2. Бернштейн М.Л., Добаткин С.В., Капуткина Л.М., Прокошкин С.Д. Диаграммы горячей деформации, структура и свойства сталей.- М.: Металлургия, 1989.- 544 с.
3. Мочалов Н.А., Галкин А.М., Мочалов С.Н., Парфенов Д.Ю. Пластометрические исследования металлов.- М.: Интермет Инжиниринг, 2003.- 318 с.
4. Барахтин Б.К., Барахтина Н.Н., Осокин Е.П. Возможности измельчения зерна в современных алюминиевых сплавах способом термомеханической прокатки в калибрах // Материалы 47 Международной конференции «Актуальные проблемы прочности», 1-5 июля 2008 г., г. Нижний Новгород, НГТУ, ч.1.- с. 128-129.

УДК 539.2:621.785

## АНАЛИЗ КОНТУРОВ ГРАНИЦ БЕЙНИТО-МАРТЕНСИТНЫХ КРИСТАЛЛОВ ПОСЛЕ ЗАКАЛКИ И ОТПУСКА МАЛОУГЛЕРОДИСТОЙ ВЫСОКОПРОЧНОЙ СТАЛИ

**Барахтин Б. К., Пазилова У. А., Хлусова Е. И.**

*ФГУП ЦНИИ КМ «Прометей», Петербург, Россия*  
[bbarakhtin@mail.ru](mailto:bbarakhtin@mail.ru)

Ранее было установлено [1], что после операций термомеханической обработки (ТМО) закалка листов с ускоренным охлаждением приводит к возрастанию комплекса механических свойств стали. При этом структурные изменения сосредотачивались вдоль границ зерен и поверхностей упругопластической аккомодации мезофаз мартенситного превращения как результат неравновесного состояния и самоорганизации ансамблей дефектов [2]. Это послужило основой в объяснении немонотонной корреляции параметров  $KCV^{40}$  и  $\sigma_{0,2}$ , обнаруженной в малоуглеродистых высокопрочных сталях после закалки с разной скоростью охлаждения [3]. Полагая, что в этом состоит дополнительный резерв металла в увеличении прочности, целью работы явилась мультифрактальная параметризация границ бейнито – мартенситных кристаллов, которая используется для анализа структур в неравновесных и неупорядоченных состояниях [4].

### Методика исследований

Работу проводили на образцах сталей типа 09ХНЗМД промышленной выплавки. После термомеханической обработки пробы закаливались в воде или масле, что соответствовало разным скоростям охлаждения:  $200^{\circ}/с$  в первом случае и  $0,7^{\circ}/с$  во втором. После закалки образцы подвергались штатному отпуску.

Структурные исследования<sup>1</sup> выполнены с использованием просвечивающего электронного микроскопа «Джейм 200». Полученные полутонные изображения представляли наиболее характерные особенности строения металла и соответствова-

<sup>1</sup> В работе принимала участие Е.В.Нестерова.

ли наилучшим условиям дифракции в образце. В дальнейшем снимки оцифровывались с помощью сканера и преобразовывались в черно-белые отображения, которые являлись их статистически - геометрической моделью, пригодной для последующей компьютерной обработки. Алгоритм мультифрактальной параметризации построен на представлениях введения меры [5] в аппроксимирующее множество в форме обобщенной статистической суммы. В итоге статистический массив импульсов, который соответствовал черно-белому отображению полутонового изображения, характеризовался спектром размерностей  $D(q)$ , пригодным для анализа неравновесных и неупорядоченных систем [6]. Используемая методика компьютерной обработки снимков позволяет выделять нужный объект анализа и получать о нем дополнительную информацию, характеризующую его статистические свойства в неравновесных состояниях.

### Полученные результаты

Как и ожидалось, внутреннее строение листового проката сталей типа 09ХНЗМД представляет собой смесь продуктов бейнитно - мартенситного превращения, в которой соотношение мезофаз и вид границ зависят от скорости охлаждения. Скалярная плотность дислокаций оценена в  $\sim 10^{14} \text{ м}^{-2}$ , что вполне достаточно для проявления коллективных эффектов и возможной самоорганизации структур.

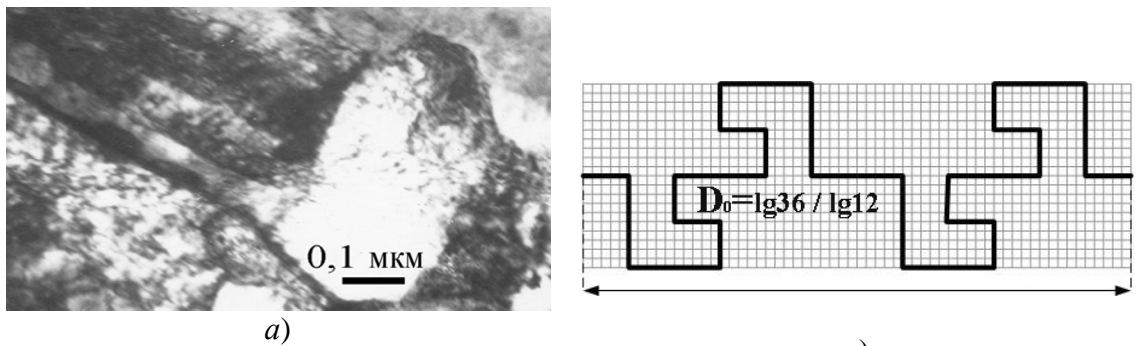
На электронно-микроскопических снимках бейнитно – мартенситных фаз внутри и вдоль границ кристаллов в ряде случаев зафиксирован дифракционный контраст в виде чередующихся сгущений интенсивностей. Максимумы интенсивности свидетельствуют о концентрации латентной энергии и высоких уровнях напряжений, вызванных полями изгиба - кручения в кристаллической решетке. Повторяемость с шагом  $\sim 50 \text{ нм}$  и локализация на участках размером около  $0,1 \text{ мкм}$  соответствуют плавным изменениям разориентировок в пределах нескольких градусов. Из периодичности в расположении интерференций следует, что между энергетическими зонами присутствуют также области микропластической релаксации. Локализация контраста у границ свидетельствует о неполной компенсации напряжений и частичном сохранении неравновесного состояния.

В зависимости от места наблюдения бинарные картины характеризовались спектрами как канонического, так и псевдомультифрактального вида. Строгое теоретическое обоснование появления спектров разного вида отсутствует, но полагают, что эффект их возникновения вызван собственными свойствами носителя меры, связанными с нарушением симметрии геометрической фигуры. Наглядной иллюстрацией этого объяснения являются спектры с острыми максимумами  $D(q = 0)$ , которые удалось зарегистрировать для изображений бейнитных и мартенситных структур (рис.1.). Можно предположить, что спектр размерностей с острым максимумом  $D(q = 0)$  свидетельствует о возможном соответствии анализируемого участка бинарной картины его статистически - геометрической модели в форме регулярного фрактала. В качестве примера, для приведенного изображения бейнитного кристалла с  $D_0 = 1,68$  близкой геометрической моделью его границы явится регулярный фрактал Коха с  $D_0 = \lg 36 / \lg 12 = 1,64$ . Следует отметить, что мультифрактальные спектры с острыми максимумами были зарегистрированы и для кристаллов мартенситной структуры с  $D_0 = 1,62$ .

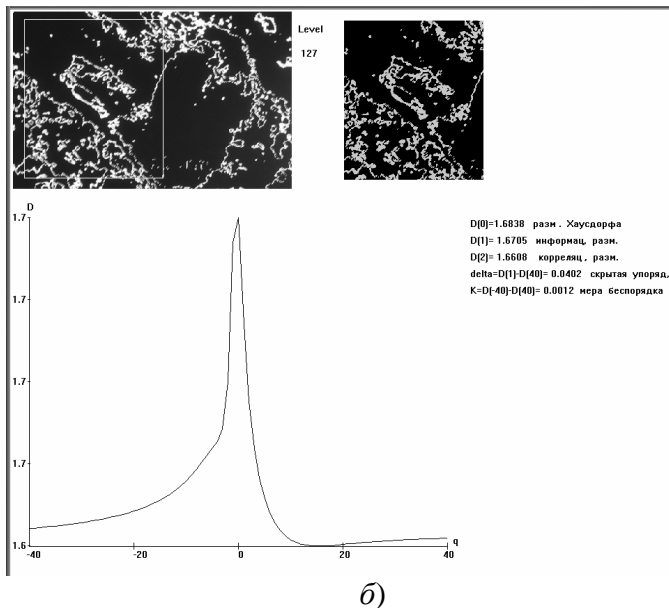
При компьютерной обработке и мультифрактальной параметризации изображений тонкой структуры замечено, что для бейнитных кристаллов границы «более рельефны», чем для мартенситных. На это указывали значения фрактальных размерностей:  $D_0 \text{ бейнита} > D_0 \text{ мартенсита}$ . Хотя результаты расчетов мультифрактальных спектров имели заметный разброс, для усредненных значений  $D_0$  представилось возможным установить корреляцию со скоростью охлаждения образцов в виде:

$$D_0 = - 3 \cdot 10^{-4} V + 1,68;$$

где  $D_0$  – размерность отображений бинарных картин для полутоновых изображений границ кристаллов с периодическим контрастом,  $V$  – скорость охлаждения образца после термомеханической обработки и закалки.



Кристалл бейнита, у которого граница характеризуется размерностью  $D_0 = 1,68$ .



**Рис. 1.** Пример полутонового изображения бейнитной структуры – *a*), бинарного отображения границ с мультифрактальным спектром – *б*) и вид регулярного фрактала Коха с  $D_0 = \lg 36 / \lg 12 = 1,64$  – *в*).

С помощью полученного соотношения путем интерполяции можно указать режимы охлаждения металла, при которых упругопластическая аккомодация мезофаз превращения будет локально сопровождаться фрагментацией по алгоритму регулярного фрактала.

На дифракционных изображениях наличие локальных участков размером до  $0,5 \times 1$  мкм с границами кристаллов, допускающих моделирование с помощью регулярных фракталов, позволяет предположить, что в таких «исключительных» местах возможна продолжительная фрагментация объема реальной структуры в направлении наноразмерного масштаба. С другой стороны явление интенсивного дробления объема можно интерпретировать как локально неустойчивое (в термодинамическом смысле) состояние структуры накануне фазового превращения, при котором происходит интенсивное перемешивание атомов, и реализуются условия самоорганизации и самосборки с участием примесей, например, углерода. Возможный сценарий структурных перестроек будет развиваться в последовательности: «исключительное» место на границе → кластер из атомов примеси → зародыш метастабильной фазы переменного состава → зародыш фазы стехиометрического состава → мелкодисперсная упрочняющая частица (преципитат).



Одной из особенностей описанного сценария является взаимодействие между атомами на квантовом уровне в объемах наноразмерного масштаба. И, наконец, после подтверждения возможной инвариантности контуров границ кристаллов масштабное соответствие можно перенести на кинетические, динамические и другие характеристики упругопластической аккомодации мезофаз.

### **Выводы**

1. По данным мультифрактального анализа контуров границ бейнито-мартенситных кристаллов, образующихся в стали типа 09ХНЗМД после различных режимов закалки с прокатного нагрева, обнаружены условия упругопластической аккомодации фаз путем фрактальной фрагментации локальных объемов.
2. Предложена схема образования мелкодисперсных упрочняющих частиц (преципитатов) в местах локальной фрагментации границ кристаллов.

### **Список литературы**

1. Барахтин Б.К., Пазилова У.А., Хлусова Е.И. Скорость охлаждения как синергетическое влияние диффузионных процессов на механические свойства сталей // Сб. тезисов 14-х Петербургских чтений по проблемам прочности, СПб, март 2003.- СПб.: СПбГУ, 2003.- с.129-130.
2. Барахтин Б.К., Зворыгин Р.Г., Семичева Т.Г. Попытка обнаружения следов неравновесного состояния у границ мезофаз в малоуглеродистых высокопрочных сталях судостроительного назначения // Вопросы материаловедения, 2003.- вып.4.- с.11-20.
3. Барахтин Б.К., Лебедева Н.В., Пазилова У.А. Цифровая обработка и мультифрактальный анализ дифракционных изображений структур // Деформация и разрушение материалов, 2006.-№9.- с.18-24.
4. Федер И. Фракталы. М.: Мир, 1991.- 180 с.
5. Встовский Г.В., Колмаков А.Г., Бунин И.Ж. Введение в мультифрактальную параметризацию структур материалов. М.: НИЦ Рег. и Хаотич. Динамика, 2001.- 116 с.
6. Барахтин Б.К., Чашников В.Ф. Программа ЭВМ для мультифрактального анализа изображений структур металлов и сплавов // Вопросы материаловедения, 2001,№4(28).- с.5-8.

УДК 539.3

## **НЕМОНОТОННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ**

**Мещеряков Ю. И., Савенков Г. Г.\***

*ИПМаш РАН,*

*\* ФГУП «НИИ «Поиск», Россия, г. Санкт-Петербург*

В процессе пластического деформирования и разрушения механические характеристики материалов обычно характеризуются монотонными функциями времени нагружения. Однако к настоящему времени имеется достаточное количество экспериментальных фактов, свидетельствующих о возможности немонотонного изменения физико-механических характеристик деформируемых или разрушаемых материалов [1, 2], в частности, динамической вязкости разрушения, микротвердости, дисперсии упругой деформации и др.

В работе приведены экспериментальные данные по немонотонному изменению динамических характеристик металлических материалов (стали 12Х18Н10Т, никелевого сплава ХН75ВМЮ, меди марки М2): откольной прочности и динамической вязкости разрушения при ударном нагружении плоских образцов, а также предложена модель, объясняющая немонотонности.

В процессе проведения ударных испытаний плоских металлических образцов, методика которых описана в [3], определялись: откольная прочность ( $\sigma_p$ ) (без учета упругопластических свойств материалов), дисперсия скоростей частиц материала ( $u_I$ ) на I-м мезомасштабном уровне деформирования и разрушения («пульсационная» скорость) и колебания скорости ( $u_{II}$ ) на II-м мезомасштабном уровне. После нагружения ударом образец подвергался металлографическому анализу с целью извлечения геометрических параметров дефектов (несплошностей), образующихся по закону мгновенного импульса растяжения

$$K_{Id} = P \cdot \varphi(c_1, c_2) / (\pi t)^{0.5}, \quad (1)$$

где  $P = 0,5\rho_0 C_0 VT$  – импульс растяжения;  $\rho_0$  – плотность материала образца,  $C_0$  – объемная скорость звука;  $V$  – скорость удара;  $T$  – длительность импульса;  $\varphi(c_1, c_2)$  – функция продольной ( $c_1$ ) и поперечной ( $c_2$ ) скорости звука [4];  $t = l_m/c_R$  – время движения трещины максимальной длины ( $l_m$ ) (определена с помощью металлографического анализа);  $c_R$  – скорость волны Рэлея. С помощью этих параметров рассчитывалась динамическая вязкость разрушения  $K_{Id}$ .

Все полученные результаты представлены на рис. 1-3. Они показывают, что откольная прочность испытанных материалов имеет немонотонную зависимость от скорости удара, которая связана с временем нагружения соотношением  $t_n = 2h/V$  ( $h$  – толщина ударника), а безразмерный коэффициент трещиностойкости ( $K_{Ib}/K_{Ic}$ ) немонотонно зависит от безразмерного времени ( $t/T$ ). Подчеркнем, что  $u_I$  и  $u_{II}$  являются параметрами процесса, а не характеристиками материала.

Полученный эффект немонотонного изменения свойств рассмотрен с точки зрения влияния на  $\sigma_p$  и  $K_{Id}$  скорости деформации в зоне разрушения. Для «трещиноватой» среды, каковым является материал в зоне разрушения, сопротивление откольному разрушению определяется по соотношению, полученному в [5] и адаптированному для целей настоящего исследования:

$$\sigma_p = K V / 2c_p + (4/3)\tau_0 - 0,5\rho u_I u_{II} \alpha, \quad (2)$$

где  $K$  – модуль объемного сжатия;  $c_p$  – скорость пластической волны;  $\tau_0$  – статическая составляющая сопротивления сдвигу;  $\rho$  – плотность материала образца;  $\alpha$  – постоянная процесса.

Таким образом, значения откольной прочности будут определяться зависимостью дисперсии и пульсациями скоростей частиц ( $u_I$  и  $u_{II}$ ) от времени. Поскольку для всех трех представленных металлов зависимость  $u_{II}$  от  $V$  имеет немонотонный вид (рис. 3) (в отличие от  $u_I$ ), то аналогичный вид имеет и кривая откольной прочности (рис. 1), при этом, в соответствии с формулой (2) максимуму  $\sigma_p$  соответствует минимум  $u_{II}$ , что и показывают экспериментальные результаты.

Представляя процесс раскрытия трещины как результат достижения критических деформаций в области, примыкающей к поверхности трещины, динамическую вязкость разрушения можно представить в следующем виде:

$$K_{Id} \approx 2 \sigma_{Td} r^{0.5}, \quad (3)$$

где  $\sigma_{Td}$  – динамический предел текучести материала;  $r$  – ширина зоны пластической деформации у вершины трещины.

Далее динамический предел текучести определим в виде:

$$\sigma_{Td} = \sigma_T + 4\mu_T \dot{\epsilon}, \quad (4)$$

здесь  $\sigma_T$  – статический предел текучести;  $\mu_T$  – коэффициент динамической вязкости материала при сдвиге;  $\dot{\epsilon}$  – скорость деформации.

Исходя из гидродинамических аналогий [6], для турбулентного потока частиц коэффициент динамической вязкости введем как:

$$\mu_T = \rho u_{II} h, \quad (5)$$

где  $h$  – ширина мезопотока частиц (для испытанных материалов  $h = 75 \div 100$  мкм). Подставляя (4) и (5) в (3), получим:

$$K_{Id} \approx K_{IC} + u_{II} B/t. \quad (8)$$

Здесь  $B = \rho u_{II} h r^{0.5} e$ ;  $e$  – критическая деформация;  $K_{IC}$  – статический критический коэффициент интенсивности напряжений при нормальном отрыве.

Из соотношения (8) следует, что монотонность зависимости  $K_{Id}(t)$  определяется характером изменения  $u_{II}$ , о котором говорилось выше.

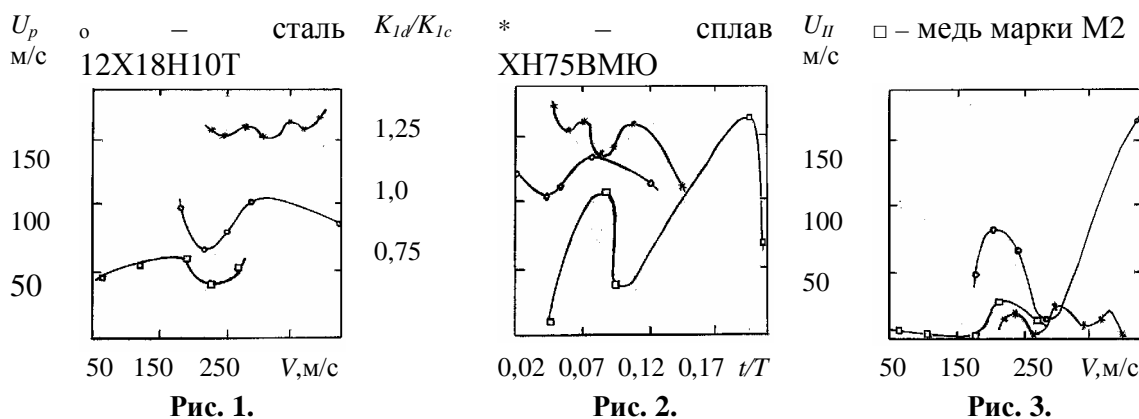


Рис. 1.

Рис. 2.

Рис. 3.

$U_p = W_1 - W_2$  – откольная скорость;  $W_1$  – максимальная скорость свободной поверхности образца;  $W_2$  – скорость свободной поверхности в первом минимуме зависимости  $W(t)$ ;  $t$  – время процесса реверберации свободной поверхности образца;  $\sigma_p = 0.5 \cdot \rho C_o \cdot U_p$  – зависимость для определения откольной прочности в квазиакустическом приближении).

### Выводы:

1. В условиях высоких скоростей нагружения для ряда материалов наблюдается немонотонное изменение откольной прочности и динамической вязкости разрушения во времени.
2. Представленные модели скоростного поведения материала предсказывают характер изменения указанных параметров в зависимости от условий нагружения или разрушения.
3. Вычисленные значения  $K_{Id}$  количественно и качественно удовлетворительно согласуются с результатами по измерению этой характеристики для сталей, приведенных в сборнике [7].

### Список литературы

1. Морозов Н.Ф., Петров Ю.В., Тарабан В.В. О немонотонных временных зависимостях динамической вязкости разрушения. // Докл. Акад. Наук, 2000. – Т.371, № 2. – С.186 – 188.
2. Методика исследований, экспериментальный анализ и теоретическая модель структурных перестроек в деформируемых материалах. П. / Б.К. Барахтин, В.И. Владимиров, С.А. Иванов и др. – Л., 1986. – 18 с. (Препр. / АН СССР, ФТИ им. А.Ф. Иоффе; № 1070).
3. Мещеряков Ю.И., Диваков А.К. Интерференционный метод регистрации скоростной неоднородности частиц в упруго-пластических волнах нагрузки в твердых телах. – Л., 1989. – 36 с. (Препр. / АН СССР. Ленинградск. фил. ин-та машиноведения; № 25).
4. Черепанов Г.П. Механика хрупкого разрушения. – М.: Наука, 1974. – 648 с.
5. Савенков Г.Г. Фрактально – кластерная модель откольного разрушения. // Журнал технической физики, 2002. – Т.72, вып. 12. – С. 44 – 48.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. – М.: Наука, 1988. – 736 с.
7. Механика разрушения. Быстрое разрушение, остановка трещин. Сборник статей. / Пер. с англ. под ред. Р.В. Гольдштейна. – М.: Мир, 1981. – 254 с.

## ОСОБЕННОСТИ РАЗРУШЕНИЯ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ ПОСЛЕ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ОБРАБОТКИ

Муратов В. С.

*Самарский государственный технический университет, Самара, Россия*

[muratov@sstu.smr.ru](mailto:muratov@sstu.smr.ru)

При электронно-лучевой обработке (ЭЛО) можно сформировать на поверхности изделий быстрозатвердевший слой. Исследовано влияние таких слоев на усталостную долговечность сплава Д16. Из пресованного прутка изготавливались образцы для усталостных испытаний, затем реализовывались два варианта термической обработки: 1 – однократная закалка (ОЗ) и естественное старение (ЕС); 2 – ТЦО (трехкратная закалка) и ЕС. Далее образцы подвергались поверхностной ЭЛО на установке "Leybold Heraeus".

Усталостные испытания дали следующие результаты числа циклов до разрушения :ОЗ+ЕС- $7,0 \cdot 10^7$ , ТЦО+ЕС- $27,0 \cdot 10^7$ ; ОЗ+ЕС+ЭЛО- $0,5 \cdot 10^6$ ; ТЦО+ЕС+ЭЛО- $1,6 \cdot 10^6$ .

Наилучшие результаты характерны для образцов с ТЦО. Прирост по числу циклов до разрушения по сравнению с типовой обработкой составил  $20 \cdot 10^7$  циклов. В то же время, образцы с ЭЛО показали значительное снижение усталостной долговечности, хотя и в этом случае образцы с ТЦО проявили себя несколько лучше. Такой результат довольно неожиданен. Как показано выше, при быстрой кристаллизации (а она реализуется в поверхностном слое) формируется структура с измельченным зерном и повышенной микротвердостью (после ЕС), что позволяло ожидать благоприятного влияния на сопротивление усталости. Тем более известно, что усталостное разрушение начинается с поверхности, и в этом плане поверхностное упрочнение приводит, как правило, к положительным результатам. Для выяснения причин снижения усталостной долговечности при ЭЛО выполнен фрактографический анализ усталостных изломов. На поверхности разрушения образцов после их типовой термической обработки на общей картине излома можно выделить две характерные области: зона развития усталостной трещины (имеет преимущественно светлый вид) и зона долома (темные участки поверхности излома). Анализ структуры при большем увеличении показывает, что зона долома имеет типичное вязкое строение. В усталостной зоне хорошо видны усталостные бороздки, четкая направленность которых говорит о наличии явно выраженного направления развития усталостной трещины. Дополнительно была исследована поверхность разрушения, прилегающая к краю образца. Излом края образца имеет очень неровный рельеф, который характерен для мгновенного отрыва тонкой поверхностной зоны на завершающей стадии разрушения. Так как разрушение в этой зоне идет очень быстро, без пластической деформации, то излом имеет характерное хрупкое строение.

После ТЦО сохраняются те же характерные зоны излома, однако протяженность зоны роста усталостной трещины значительно больше. Зона вязкого разрушения представлена ямками более мелкого размера, что говорит о повышенной энергоемкости процесса и более высоком запасе пластичности материала. В зоне усталостного разрушения усталостные бороздки имеют более сложный рельеф, нет четкой их направленности, что свидетельствует о более сложном развитии трещин, которая может разветвляться, менять свое направление.

Более сложный рельеф усталостных бороздок свидетельствует о том, что требуется большее накопление поврежденности материала в устье трещины прежде, чем она совершит скачок в новое положение. На общем виде излома образца, прошедшего после термической обработки поверхностную ЭЛО, обнаруживается узкая поверхностная зона, которая является зоной расплавления металла при ЭЛО. Толщина этой зоны колеблется в пределах 100–150 мкм. Интересен микрорельеф излома, получаемого в этой зоне, для него характерно наличие каплевидных элементов и гребней, что является характерным признаком излома областей материала, подвергнутых оплавлению.

Возвращаясь к общему строению излома следует отметить, что после ЭЛО значительно меньшую протяженность имеет зона развития трещины, а большую часть сечения образца имеет зона долома. Такая же картина характерна и для образцов, подвергнутых ЭЛО после ТЦО. Данный факт говорит о том, что к концу периода своего усталостного роста трещина в образцах с ЭЛО настолько развита, что ее достаточно для долома образца на довольно большой его площади. Естественно предположить, что появление такой грубой трещины весьма проблематично в ходе усталостного нагружения и поверхностные микротрещины присутствуют в образце до начала усталостных испытаний. Выполненный анализ поверхности на РЭМ показал, что при отсутствии ЭЛО после завершения усталостных испытаний на поверхности видны риски, оставшиеся после шлифовки и полировки образца, а также локальные образования поперек этих рисков, которые можно трактовать либо как следы небольшого пережога при шлифовании, либо как следы экструзии. При этом трещин на поверхности образца не обнаруживается.

Иная картина наблюдается в случае образцов после ЭЛО. После завершения усталостных испытаний на поверхности видны грубые трещины, наряду с затвердевшими каплями металла. Непосредственно после ЭЛО (до начала циклического нагружения) на поверхности также обнаруживаются трещины. Причинами появления таких трещин можно считать высокий уровень напряжений, возникающий в поверхностном слое при нагреве и охлаждении, а также усадку металла при затвердевании. При приложении циклической нагрузки трещины быстро развиваются, вызывая разрушение образца при малом числе циклов нагружения.

С целью уменьшения опасности появления трещин нами использован предварительный подогрев образцов перед ЭЛО до температуры 200<sup>0</sup>С. В этом случае трещины на поверхности образцов не обнаруживаются. При усталостных испытаниях таких образцов с ТЦО получена усталостная долговечность -  $28,6 \cdot 10^7$  циклов, а при 03 -  $14,2 \cdot 10^7$  циклов. Таким образом, ЭЛО позволила повысить число циклов до разрушения ~ в 2 раза.

Выполненные исследования позволили установить влияние сверхвысоких скоростей кристаллизации на особенности формирования структуры и свойств в термически обработанных алюминиевых сплавах. Прежде всего, это закономерности, связанные с влиянием быстрой кристаллизацией на процессы затвердевания и превращения при термической обработке.

## ДВОЙНИКОВАНИЕ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ОЦК СПЛАВА Fe+3,25%Si

Федоров В. А., Плужникова Т. Н., Кириллов А. М., Лобанов А. С.

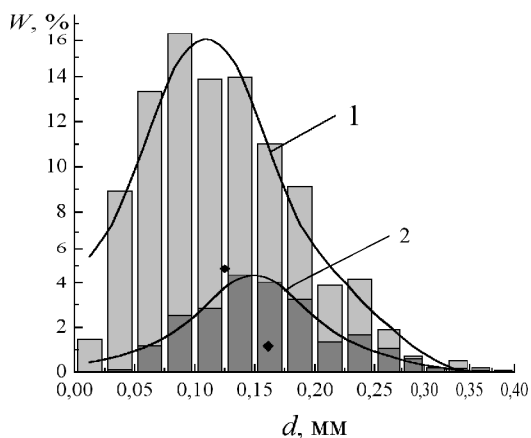
*Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина, Россия*  
[feodorov@tsu.tmb.ru](mailto:feodorov@tsu.tmb.ru)

Особенности деформирования и разрушения поликристаллических материалов в различных условиях температур и скоростей деформирования представляют практический интерес. Одним из основных факторов влияющих на процесс разрушения поликристаллов является размер и ориентация зерен. Малоизученным является поведение поликристаллического материала при уменьшении размера зерна. В таких материалах деформация двойникованием мало изучена, поэтому исследование двойникования в поликристалле является полезным для более полного понятия физики деформации и разрушения. При деформировании в условиях пониженных температур и высоких скоростей относительной деформации механическое двойникование является одним из ведущих механизмов деформации кристаллов с различными типами решеток. В металлах наряду с двойникованием имеет место скольжение. Эти процессы, как правило, протекают одновременно, а в поликристаллических сплавах связаны с ориентацией отдельных зерен в деформируемой области, и с размерами самих зерен.

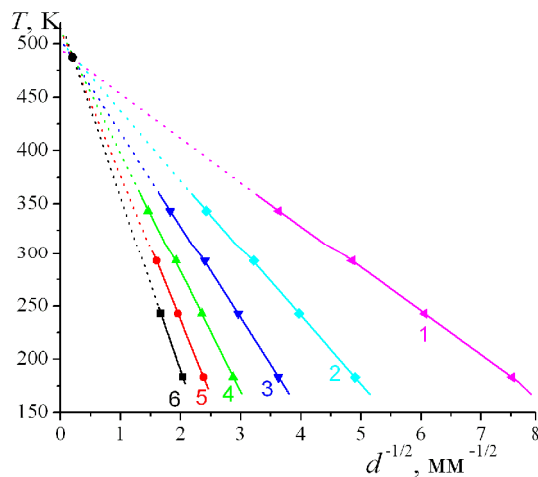
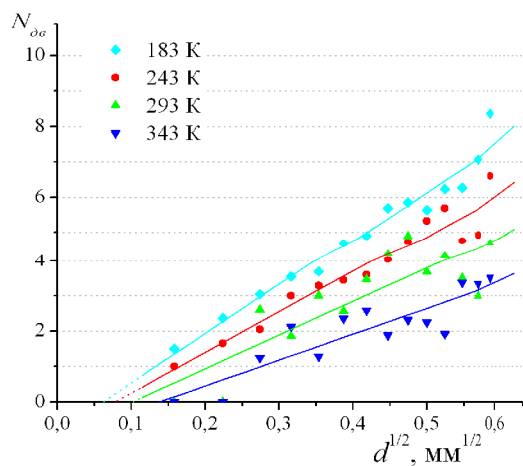
Цель работы: исследовать влияние размера зерна поликристаллического сплава Fe+3,25%Si в широком температурно-скоростном интервале деформирования на интенсивность двойникования. Под интенсивностью двойникования понимали общее число двойников образовавшихся в рабочей зоне. В качестве материала для исследований был выбран поликристаллический ОЦК сплав Fe+3,25%Si, который подвержен деформацией двойникованием в исследуемом интервале скоростей деформирования  $\dot{\epsilon} \approx 0,002 \div 0,66 \text{ с}^{-1}$  и температур  $T = 183 \div 373 \text{ К}$ .

Образцы ОЦК сплава, вырезанные в форме двойной лопатки с размером рабочей зоны  $40 \times 9,5 \times 0,35 \text{ мм}$  и приготовленные как металлографический шлиф, предварительно травили для выявления зёрненной структуры. Порядка 80 % всех зерен имели размеры в пределе  $0,025 \div 0,175 \text{ мм}$  и среднестатистический размер зерна  $d_{cp} = 0,12 \text{ мм}$ . После испытаний на разрыв определялись размеры и число сдвойникованных зерен, а также число образовавшихся в них двойников. На рис.1. представлены гистограммы распределения зерен по размерам: 1 – общего числа зерен, 2 – числа сдвойникованных зерен при заданной температуре и скорости деформирования. Кривые на графике аппроксимация распределением Гаусса.

По распределениям (рис.1) видно, что максимум сдвойникованных зерен смещен в сторону более крупного размера зерна. Дальнейшие исследования показали, что при постоянной скорости относительной деформации характерное повышение среднего числа двойников происходит с увеличением размера зерна и понижением температуры (рис.2.a). Интенсивность двойникования неоднозначно ведет себя с ростом скорости деформирования: среднее число двойников в зерне возрастает до определенного предела при повышенных температурах, а при низких температурах снижается. Данное изменение можно объяснить сменами конкурирующих механизмов деформации: при повышении температур переход от двойникования к скольжению, а при снижении температур осуществление хрупкого разрушения.



**Рис. 1.** Гистограммы распределения относительной частоты зерна: по размерам зёрен – 1; гистограмма сдвойникованных зёрен – 2



**Рис.2.** а) Зависимость среднего числа двойников в зерне от размера зерна при  $\dot{\epsilon}=0,19 \text{ c}^{-1}$ ; б) Влияние температуры испытаний и размера зерна на количество двойников в зерне при  $\dot{\epsilon}=0,19 \text{ c}^{-1}$ ; 1, 2, 3, ... – число двойников в зерне

Прямые зависимости на рис.2.а. могут быть описаны соотношением Холла-Петча, если принять, что стартовые напряжения двойниковогообразования обратно пропорциональны среднему числу двойников в зерне. Увеличение размера зерна приводит к снижению напряжений двойниковогообразования, следовательно, к росту среднего числа двойников. Построены зависимости влияния температуры испытаний и размера зерна при постоянной скорости деформирования на число двойников в зерне (рис.2.б). По точке пересечения прямых на графике сделано предположение, что при превышении некоторой “критической” температуры  $\sim 500 \text{ K}$  двойниковообразование в этом сплаве при данной скорости деформирования наблюдаться не будет.

При высоких температурах снижение скоростей деформирования до некоторых “критических” сопровождается исчезновением двойников. Существование минимальной скорости деформирования, при которой еще есть двойниковообразование, связано с динамической устойчивостью зародышей двойниковогообразования, формирующихся по механизму Пристнера-Лесли. При малых скоростях деформирования зародыши двойника диссоциируют на скользящие дислокации, тогда как при больших скоростях деформирования диссоциация пройти не успевает, т.к. мал промежуток времени деформирования в сравнении с инкубационным периодом активации диссоциации зародыша двойника, и релаксация напряженного состояния происходит преимущественно двойниковообразованием.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №06-01-96320\_p\_центр\_а.)*

# ИЗУЧЕНИЕ НАВОДОРОЖИВАНИЯ КОНСТРУКЦИОННЫХ СТАЛЕЙ В УСЛОВИЯХ МЕХАНИЧЕСКОГО НАГРУЖЕНИЯ

Плужникова Т. Н., Федоров В. А., Вигдорович В. И., Лысиков И. А.

*Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина*  
г. Тамбов, Россия  
[feodorov@tsu.tmb.ru](mailto:feodorov@tsu.tmb.ru)

В последние годы большое внимание уделяют взаимодействию водорода с конструкционными материалами. Это связано, с одной стороны, с реализацией конструкционных проектов и программой альтернативной энергетики, а с другой – с попыткой создать научные основы устранения факторов, которые приводят к водородной деградации металлов. Проникновение водорода в металл часто приводит к ухудшению эксплуатационных свойств. Особенно сильно уменьшает сопротивление механическим напряжениям из-за снижения пластичности. Водород способен образовывать с металлом новую фазу – гидриды. При взаимодействии с углеродом возникает метан, что ведет к обезуглероживанию сталей и дополнительному повышению внутренних напряжений. Конечным результатом накопления водорода является резкое снижение прочности и долговечности металла и хрупкое катастрофическое их разрушение (водородная хрупкость).

Несмотря на многолетние исследования, до сих пор не сформулированы требования к экспериментам в водородной среде, даже для таких широко используемых испытаний, как кратковременное растяжение и малоцикловая усталость. Это осложняет сравнение водородостойкости разных конструкционных материалов и разработку путей ее повышения. В реальных условиях конструкционные стали находятся не только под действием сероводородсодержащей среды, но и подвержены действию внешних механических нагрузений, которые еще более усугубляют процесс разрушения.

Цель работы: исследовать влияние сероводорода на механические характеристики стали в условиях механического нагружения.

Материалом для исследований выбрали широко применяемую в строительстве резервуаров и трубопроводов углеродистую сталь Ст3 (Fe – 98,36%, С – 0,2%, Mn – 0,5%, Si – 0,15%, P – 0,04%, S – 0,05%, Cr – 0,3%, Ni – 0,2%, Cu – 0,2%).

Испытания на разрыв проводились на образцах из углеродистой стали Ст3 предварительно отполированных, обезжиренных, высушенных, отшлифованных, выполненных в соответствии с ГОСТом 11150-84 с длиной образца 150 мм, рабочая площадь  $40 \times 10$  мм и площадью поперечного сечения 4 мм.

Во второй серии использовались образцы, имеющие надрез глубиной  $l = 2$  мм и радиусом закругления при вершине  $R = 0,15$  мм, который является концентратором напряжений. Дополнительные напряжения, созданные таким концентратором  $2,4\sigma_0$ .

В качестве ингибиторов использованы гомологические смеси оксиэтилированных аминов ОЭА  $C_{17}-C_{20}$   $n = 2$ . Концентрация ингибиторов составляла 100 мг/л. Испытания на разрыв проводились на установке INSTRON 5565 при постоянной скорости движения траверсы, равной 10 мм/мин. Данные обрабатывались программным пакетом Instron Bluehill. Дополнительное механическое нагружение в условиях наводороживания создавалось грузом массой 64 кг, что создавало дополнительное напряжение  $\sigma = 20$  МПа. Образец находился в нагруженном состоянии 24 часа.

Установлено, что коррозия стали Ст3 носит равномерный характер, без заметных следов локальных поражений. В присутствии  $H_2S$  на поверхности образцов образуется пленка темного цвета, предположительно  $FeS$ . Параллельное с  $H_2S$  введе-



ние  $\text{CO}_2$  не изменяло морфологии поражения поверхности стали. Известно, что в присутствии  $\text{H}_2\text{S}$  наблюдается усиление защитной эффективности азотсодержащих органических соединений. Предполагается, что это обусловлено химическим взаимодействием  $\text{H}_2\text{S}$  и  $\text{HS}^-$  с аминами, продукты которого участвуют в образовании защитных пленок. В присутствии же  $\text{CO}_2$  в растворе образуются ионы  $\text{HCO}_3^-$  и  $\text{CO}_3^{2-}$ , которые, будучи поверхностно-активными, адсорбируясь на поверхности металла, вызывают ее перезарядку, что способствует усилению адсорбции аминов и увеличению их защитного действия.

Отмечено, что предел прочности исследуемого материала сильно зависит от растворов, ингибиторов и их концентрации. Разрыв образцов происходит при относительной деформации для образцов без надреза 3–4 %, а для образцов с надрезом 2,5%. Рассчитан коэффициент потери прочности стали при 24-часовой обработке образцов в неингибированных и ингибированных растворах.

$$K_p, \% = 100 \cdot (\sigma_0 - \sigma) / \sigma_0, \quad (1)$$

где  $\sigma_0$  и  $\sigma$  – соответственно, предел прочности углеродистой стали, необработанной коррозионной средой и после её выдержки в ней 24 часа.

При испытании необработанной стали, без воздействия на нее ингибитора, получили среднее значение напряжения  $\text{Ст3}$  равное 944 МПа. При испытании образцов в растворе  $\text{NaCl}$  (50 г/л) +  $\text{H}_2\text{S}$  (100 мг/л), без ингибитора, прочность стали уменьшилась ( $K_p = 25\%$ ). Добавления нагрузки снижает предел прочности ( $K_p = 27\%$ ).

Введение ингибитора, в концентрации 100 мг/л, улучшает прочностные характеристики ( $K_p = 24\%$ ). Совместное действие ингибитора и дополнительной механической нагрузки в процессе наводороживания снижает предел прочности ( $K_p = 28\%$ ). Введение ингибитора в раствор чуть замедляет этот процесс ( $K_p = 27\%$ ).

Для образцов, имеющих концентратор напряжений (надрез): экспозиция стального образца в сероводородном растворе приводит к снижению прочностных характеристик стали на 7%, введение ингибиторов увеличивают прочность стали ( $K_p = 3\%$ ), предел прочности снижается при дополнительном механическом напряжении ( $K_p = 9\%$ ).

Экспериментально обнаружено, что действие  $\text{H}_2\text{S}$  – серосодержащей среды снижает значения микротвердости в среднем на 45%. При приложении дополнительного напряжения микротвердость снижается на 60%. Введение в раствор ингибитора приближает значение микротвердости к значению для необработанного образца. При приложении дополнительного механического напряжения в растворе с ингибитором микротвердость падает на 46%.

Таким образом, установлено, что экспозиция стального образца в сероводородном растворе приводит к снижению прочностных характеристик стали; отмечено, что предел прочности стали снижается при дополнительном механическом напряжении.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №06-01-96320\_р\_центр\_а.)*

## ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОЙ СТАДИИ ДЕФОРМАЦИИ ПРИ ОДНООСНОМ ДИНАМИЧЕСКОМ РАСТЯЖЕНИИ

**Яшин А. В., Дудник Е. А.\*, Сеница Н. В., Старостенков М. Д.**

*Алтайский государственный технический университет им. И. И. Ползунова,  
Барнаул, Россия*

*\* Рубцовский индустриальный институт АлТГТУ, Рубцовск, Россия  
[soldier@sibnet.ru](mailto:soldier@sibnet.ru)*

Целью данной работы стало исследование квазиупругой стадии деформации при одноосном динамическом растяжении. Эксперименты производились методом молекулярной динамики при температуре 300 К и скорости деформации 20 м/с. Результатом стало построение графиков «напряжение-деформация», проведение экспериментов с восстановлением структуры после снятия напряжения. В качестве объекта исследования взят модельный сплав Ni<sub>3</sub>Al. Структура сплава представлена в виде кубической г.ц.к. решетки, что соответствует сверхструктуре L1<sub>2</sub>.

В работе для расчета динамики атомной структуры применяется метод молекулярной динамики с использованием парных потенциальных функций Морзе [1], подходящих с точки зрения соотношения затрат машинного времени и качества получаемых результатов. Математическая модель метода молекулярной динамики [2] описывается системой обыкновенных дифференциальных уравнений движения Ньютона.

При расчете общего напряжения в кристалле используется формула напряжения, приходящееся на атом [3], для площадки перпендикулярной осям ОХ и ОУ, которая записывается в виде:

$$\sigma_i^{XY} = \frac{1}{\Omega_i} \sum_j F_{ij}^X \cdot r_{ij}^Y, \quad i, j = 1..N \quad (1)$$

где  $\Omega_i$  – локальный объем  $i$ -го атома,  $F_{ij}^X$  – проекция на ось оХ силы взаимодействия между  $i$ -м и  $j$ -м атомами,  $r_{ij}^Y$  – проекция вектора расстояний между  $i$ -м и  $j$ -м атомами на ось оУ (векторная величина).

Локальный объем  $\Omega_i$  является объемом полиэдра Вронского, расчет которого описан в [4]. Вследствие сложностей расчетов, локальный объем вычислялся в первом приближении [5], в виде:

$$\Omega_i = \frac{4 \cdot p}{3} \cdot \left[ \sum_j \frac{1}{r_{ij}} / \sum_j \left( \frac{2}{r_{ij}} \right)^2 \right]^3. \quad (2)$$

Так как при расчетах проекций напряжения на оси координат учтено изменение объема, можно считать рассчитанное по формуле (1) напряжение – *истинным* напряжением с учетом первого приближения [6].

Для расчета напряжения в кристалле производилось вычисление среднего напряжения по формуле:

$$s^{XY} = \left( \sum_i s_i^{XY} \right) / N, \quad (3)$$

где N – число атомов расчетного блока.

Для анализа использовалось среднее гидростатическое напряжение, рассчитанное по формуле:

$$s = \frac{1}{3} (s^{XX} + s^{YY} + s^{ZZ}). \quad (4)$$

Одноосная деформация растяжения расчетного блока кристалла производится по следующему алгоритму. Инициализируется блок в виде прямоугольного параллелепипеда с основанием в виде квадрата в плоскости  $\{001\}$ , высота соответствует направлению  $\langle 001 \rangle$ . К расчетному блоку кристалла прикладываются свободные граничные условия в направлениях  $\langle 100 \rangle$  (ось  $oX$ ),  $\langle 010 \rangle$  (ось  $oY$ ) и жесткие в направлении  $\langle 001 \rangle$  (ось  $oZ$ ).

Динамическая одноосная деформация растяжения задавалась посредством поступательного смещения всех атомов, составляющих жесткие границы, вдоль оси  $\langle 001 \rangle$  на 0.02 нм через  $10^{-13}$  с, что соответствует скорости деформации 20 м/с. Компьютерный эксперимент выполняется при температуре, соответствующей 300 К, которая корректируется через каждые  $10^{-13}$  с.

На любом этапе деформации предполагалась возможность последующего охлаждения расчетного блока с целью детального анализа структурных изменений произошедших в нем. Размер расчетного блока кристалла составлял 10368 атомов, что соответствовало упаковке 24 атомов вдоль граней в направлениях  $\langle 100 \rangle, \langle 010 \rangle$  в основании прямоугольного параллелепипеда и 36 атомов по его высоте.

При постановке экспериментов с восстановлением формы после снятия напряжения производилась остановка движения жестких границ на интересующем этапе деформации, и «отпускание» захвата. После чего длина кристалла по оси растяжения начинала уменьшаться. Температура при этом поддерживалась равной 300 К. Через 20 Пс включалось импульсное охлаждение в течение 10 Пс.

По результатам экспериментов [7], было выделено четыре основные области: область квазиупругой деформации, пластической деформации, область начала разрыва (течение), разрушение.

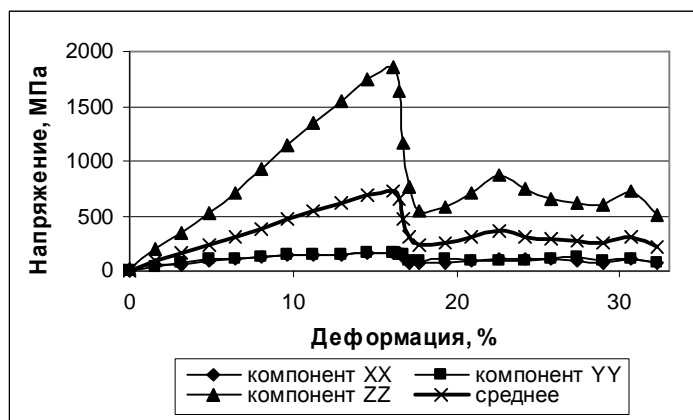
Эксперименты с расчетными блоками различного размера показали, что время первого этапа прямо пропорционально длине блока по оси растяжения. Однако, величина относительной деформации остается неизменной и составляет 15-16 %.

На этапе квазиупругой деформации происходят только относительные смещения атомов и отсутствуют какие-либо дефекты. Поэтому в данной области запасенная энергия меняется по параболическому закону. Данная стадия для кристалла завершается через 50 Пс, что соответствует величине относительной деформации равной 16,12 %. Уровень запасенной энергии оказывается достаточным, для того чтобы в расчетном блоке кристалла произошли структурные изменения.

Завершению упругой стадии деформации предшествует возникновение и накопление точечных дефектов – атомов замещения, вакансий и межузельных атомов (пар Френкеля).

На рис. 1 изображены графики кривых «деформация-напряжение» иллюстрирующие рост напряжения на упругом этапе деформации (до 16.12 % деформации).

При проведении экспериментов с восстановлением структуры после снятия напряжения производилась остановка движения жестких границ и «отпускание» захвата. Во всех случаях 3.22 % деформации (10 Пс), 12.89 % (40 Пс), 16.12 %, (50 Пс) после «отпускания» захвата, блок возвращался в исходное состояние – длинна по оси растяжения после 20 Пс релаксации при 300 К и 10 Пс охлаждения составила 62-65 Ангстрем, при том, что длинна исходного блока составила 62,02 Ангстрема. Вследствие релаксации напряженность в расчетном блоке после восстановления формы была ниже напряженности исходного кристалла. При восстановлении длинны по оси растяжения из-за достаточно сильной деформации при сжатии после отпускания захвата на 40 и 50 Пс происходило отделение единичных атомов с поверхности расчетного блока. Данное отделение объясняется сильной деформацией сжатия после «отпускания» захвата под действием силы упругости; после 20 Пс релаксации и 10 Пс охлаждения образец вновь растягивается до исходных размеров.



**Рис. 1.** Покомпонентная зависимость «напряжение-деформация» в течение первых 100 Пс.

На рис. 1 начало второго этапа отмечено резким падением напряжения после уровня деформации 16,12 % (50 Пс) [8]. При отпуске захвата после 50 Пс полного восстановления структуры не происходило (уже на 51 Пс), так как произошли существенные изменения с появлением сдвиговых дефектов.

### Выводы

На первой стадии происходит образование вакансий и межузельных атомов (пар Френкеля).

Эксперименты показали, что при повышении температуры сокращается область упругой деформации, область пластической деформации увеличивается..

При увеличении длины расчетного блока пропорционально увеличивается время длительности этапа упругой деформации, величина относительной деформации остается практически неизменной и составляет 15-16 %.

При отпуске захвата в любой точке упругой стадии деформации (вплоть до конечной), происходит практически полное восстановление длины исследуемого образца с отделением единичных атомов с поверхности кристалла.

### Список литературы

1. Н. В. Горлов Моделирование на ЭВМ плоских дефектов в упорядоченных сплавах типа  $A_3B$  и  $A_3B(C)$ , диссертация к.ф.-м.н., Томск 1987.
2. Г. М. Полетаев Атомные механизмы диффузии в металлических системах с ГЦК решеткой, диссертация д.ф.-м.н., Барнаул 2006.
3. Egami T., Vitek V., Local structural fluctuations and defects in metallic glasses.// J. Non-Cryst. Solids., 1984, 61-62, p. 499-510.
4. Кирсанов В. В. ЭВМ – эксперимент в атомном материаловедении, М.: Энергоатомиздат, 1990 г., 303 с.
5. Золотухин И. В. Физические свойства аморфных металлических материалов, М.: Металлургия, 1987 г., 548 с.
6. Прохоров А. М. и др. Физический энциклопедический словарь, М.: Советская энциклопедия, 1984 г., 944 с.
7. Яшин А.В., Сеница Н.В., Дудник Е.А., Старостенков М. Д. Процессы атомной перестройки при динамическом растяжении // Фундаментальные проблемы материаловедения,- Барнаул: Изд-во АлтГТУ, №1, 2008, с.16-20.
8. Яшин А.В., Сеница Н.В., Дудник Е.А., Старостенков М. Д. Исследование структурных превращений в бинарном сплаве под действием деформации растяжения //Сборник материалов 47 Международной конференции «Актуальные проблемы прочности», 2008, с.48-50

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЛИНЕЙНЫХ ДЕФЕКТОВ НА ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА РАЗУПОРЯДОЧИВАНИЯ В БИНАРНОМ СПЛАВЕ

Дудник Е. А., Веселов А. Г., Старостенков М. Д.\*

*Рубцовский индустриальный институт АлтГТУ, Рубцовск, Россия*

*\* Алтайский государственный технический университет им. И. И. Ползунова,  
Барнаул, Россия*

[dudnik@rubtsovsk.ru](mailto:dudnik@rubtsovsk.ru)

В реальных условиях развитие деформации происходит путём зарождения и распространения в исходном кристалле полных и частичных дислокаций. Частичные дислокации играют важную роль при двойниковании, фазовых превращениях и при образовании дислокационных барьеров пересекающимися дислокациями. В упорядочиваемых сплавах и интерметаллидах в результате внешних воздействий могут образовываться неполные или частичные дислокации, связанные с дефектами упаковки низкой энергии. Дефекты упаковки сами по себе являются значительными препятствиями для движения дислокаций. Образование и эволюция дефектов упаковки влияют на механические свойства сплава такие как, прочность, пластичность. В бинарных сплавах возможно образование дефектов упаковки не только за счет нарушения порядка следования атомных плоскостей (111) в кристаллической решетки, но и за счет нарушения порядка чередования атомов, образование антифазных границ или антифазных доменов, такие дефекты относятся к комплексным дефектам упаковки.

Целью данной работы является структурно-энергетических превращений вблизи сдвиговых дефектов упаковки вычитания, внедрения и двойникования и комплексных дефектов упаковки в упорядочиваемых сплавах и интерметаллидах.

В качестве объекта исследования выбран модельный сплав  $Ni_3Al$ , в который вводятся дефекты упаковки кристаллической решетки возможных типов. Атомы расположены в узлах плотноупакованной ГЦК решетки, упакованной атомными плоскостями в направлении  $\langle 111 \rangle$ , соответствующими сверхструктуре  $L1_2$ , смещенных относительно друг друга. Расчетный блок размером  $24 \times 24 \times 24$  (13824 атома), заданы периодические граничные условия в направлениях  $\langle 110 \rangle$ ,  $\langle 112 \rangle$ , а в плоскостях  $\{111\}$  жесткие граничные условия. Взаимодействие между атомами моделируется с помощью парных потенциальных центральных функций Морзе, с учетом взаимодействия до 3-х координационных сфер.

Рассматриваются три типа сверхструктурных дефектов упаковки: сдвиговой дефект упаковки вычитания (СДУ), сдвиговой дефект упаковки двойникования (СДДУ), сдвиговой дефект упаковки внедрения (СДУВ). Исследуются также пять конфигураций комплексных дефектов упаковки: комплексный дефект вычитания (КДУ), два комплексный дефекта двойникования (КДДУI, КДДУII), два комплексный дефекта внедрения (КДВИ, КДВВII).

В г.ц.к. кристаллах плоскости  $\{111\}$  являются плотноупакованными, они являются плоскостями скольжения и двойникования. Механизмом образования СДУ является смещение части кристалла вдоль атомной плоскости (111) на вектор  $1/3 \langle 112 \rangle$ , вплоть до плоскости дефекта сохраняется нормальная последовательность упаковки в кристалле с той и другой стороны дефекта. СДУВ образуется смещением части кристалла последовательно по двух плоскостям (111) на вектор  $1/3 \langle 112 \rangle$ , плоскости, вставленные в центр дефекта, неправильно упакованы относительно сло-

ев с обеих сторон дефекта. СДДУ представляет зеркальное отображения в плоскости (111), и образуется путем последовательного смещения, находящихся во второй половине частей кристалла на вектор  $1/3\langle 112 \rangle$ .

КДУ образуется по механизму, приводящему при сдвиге на  $1/6\langle 112 \rangle$  вдоль плоскости (111) с дополнительным образованием антифазной границе в плоскости залегания дефекта. Механизмы образования (КДДУ I, КДДУ II) и (КДУ VI, КДУ VII) аналогичны сдвиговым дефектам упаковки, I – с образованием антифазной границы, II – с образованием антифазных доменов.

Методом молекулярной динамики [1] проводилась термоактивация сплава при температурах 600К, 800К и 1000К, затем сплав охлаждался. Эксперимент проводился следующим образом сплав нагревался до заданной температуры и выдерживался в течении  $t_3=10$ пс, с последующим охлаждением  $t_0=10$ пс. Проводились расчеты энергии образования дефекта упаковки различных типов, построены графики смещений атомов вблизи дефектов.

Классификация по значению энергии образования дефекта определяет разделение исследуемых дефектов упаковки на три группы. Относительно низкая энергия образования дефекта соответствуют дефектам двойникового (СДДУ, КДДУ I, КДДУ II), затем – дефектам упаковки типа вычитания (СДУ, КДУ) и максимальные значения энергий образования дефекта типа внедрения (СДУВ, КДУВ I, КДУВ II) (табл.1.).

**Таблица 1.** Энергия образования линейных дефектов

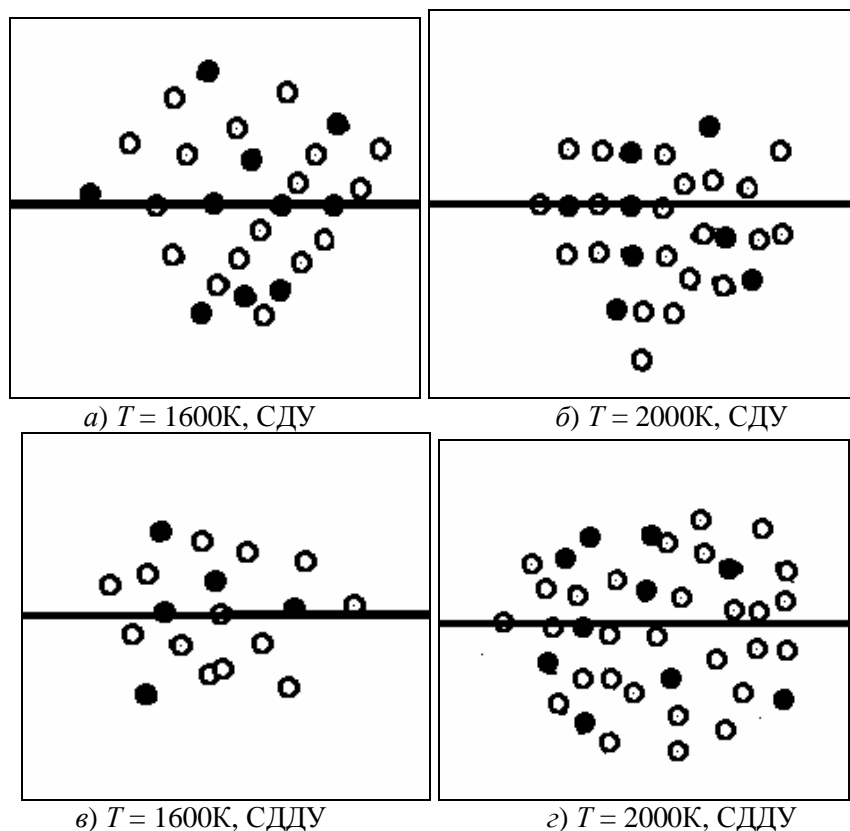
Дефект	$E_p$ , эВ/атом	$E_{обр}$ , эВ/атом	$E_{обр}$ , Дж/м <sup>2</sup>	$E_{обр}$ , Дж/м <sup>2</sup> [2]	$E_{обр}$ , Дж/м <sup>2</sup> [3]
-	-4.735	-			
СДДУ	-4.486	0.249	209.16	220.1	
КДДУ I	-4.454	0.281	236.04	-	
КДДУ II	-4.453	0.282	236.88	-	
СДУ	-4.225	0.510	428.4	378.1	
КДУ	-4.218	0.517	434.28	403.4	224(эксперимент)
СДУВ	-4.228	0.507	425.88	325.9	
КДУВ I	-4.192	0.543	456.12	538.3	
КДУВ II	-4.143	0.542	455.28	529.1	

Исследованы смещения вблизи дефектов упаковки. Сдвиговые дефекты упаковки являются более стабильными, сохраняющие симметрию кристалла, имеет нормальные смещения атомов в направлении  $\langle 111 \rangle$  к плоскости залегания дефекта. Для стабильности комплексных дефектов упаковки помимо нормальных смещений атомов требуются касательные смещения в направлениях  $\langle 112 \rangle$ ,  $\langle 110 \rangle$ .

Исследовалась миграции вакансий в сплаве при термоактивации. В качестве модельного сплава взят  $Ni_3Al$ . Исследуется гексагональная ГЦК решетка, упакованная атомными плоскостями, соответствующих плоскостям  $\{111\}$  сверхструктуры  $L1_2$ . Размер расчетного блока  $24 \times 24 \times 24$  атома, накладываются периодические граничные условия. Случайным образом с условием сохранения стехиометрии вводится 1% вакансий. В качестве исходных конфигурациях проводимого эксперимента выбраны три: идеальная кристаллическая решетка, конфигурация с СДУ и СДДУ. Термоактивация при температурах 1200К, 1600К и 2000К проводилась в течении 20пс с последующим 20пс медленным охлаждением до 0К, шаг расчета 0.01пс.

Из наблюдений следует, что вакансии сегрегируют на границы дефектов упаковки, при относительно высоких температурах вакансии собираются в более крупные структуры, состоящие из межузельных атомов и структурных вакансий (рис.1). Вблизи дефекта упаковки с большей энергией образования вакансии сегрегируют

при относительно низких температурах. Комплексы из вакансий и межузельных атомов наблюдались как в идеальной решетке, так и в решетке с дефектами. В идеальной решетке объединение происходит при относительно высоких температурах в несколько случайно расположенных объединений. В решетке с дефектами наблюдается сегрегация вакансий вблизи границы дефекта и при более низких температурах.



**Рис.1.** Конфигурации межузельных атомов вблизи дефектов упаковки различного типа СДУ, СДДУ в сплаве  $\text{Ni}_3\text{Al}$ . Черным цветом закрашены атомы Al, белым – Ni

Исследуемые дефекты вносят определенный вклад в энергию сверхдислокаций и влияют на процессы их торможения. Двойникование — основной механизм пластической деформации, но обычно двойникование развивается преимущественно при низких температурах, когда скольжение затруднено, создаются условия для локальной концентрации напряжений, необходимой для зарождения двойников. Расчеты показали, что вблизи плоских дефектов существуют чередующиеся области деформации сжатия, растяжения и поворота. Влияние дефектов упаковки различных типов на физико-механические свойства сплавов различно и зависит от многих параметров.

### Список литературы

1. Дудник Е.А. Исследование механизмов миграции дефектов вакансионного типа в упорядоченном сплаве  $\text{Ni}_3\text{Al}$  // Известие РАН. Серия физическая, 2005, том 69, № 7, с. 977-980
2. Старостенков М.Д., Горлов Н.В., Царегородцев А.И., Демьянов Б.Ф. Состояние решетки упорядоченных сплавов со сверхструктурой  $L1_2$  вблизи дефектов упаковки // ФММ, т.62, вып.1., 1986, с.5-12.
3. Козлов Э.В., Никоненко Е.Л., Конева Н.А. Энергия плоских дефектов фазы  $\text{Ni}_3\text{Al}$ . Теория и энергия // 9-ый Международный симпозиум «Упорядочение в металлах и сплавах» ОМА-9: Труды симпозиума. Ч.1.-Ростов н/Д: Изд-во РГПУ, 2006. с.246-250.

## СВЯЗЬ ПЛАСТИЧЕСКИХ ЗОН У ВЕРШИНЫ ТРЕЩИНЫ С ПАРАМЕТРАМИ НАГРУЖЕНИЯ И МИКРОМЕХАНИЗМОМ РАЗРУШЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Клевцов Г. В., Клевцова Н. А.

*Оренбургский государственный университет, г. Оренбург, Россия*  
[klevtsov11948@mail.ru](mailto:klevtsov11948@mail.ru)

**Введение.** Разработка новых, физически обоснованных критериев конструктивной прочности материалов предполагает глубокое изучение явлений, лежащих в основе процессов деформации и разрушения материалов. Это возможно на стыке материаловедения, физики и механики разрушения, т.е. в рамках нового научного направления - микромеханики разрушения. Одним из локальных методов исследования строения изломов является рентгеноструктурный анализ, позволяющий определять как глубину пластических зон под поверхностью изломов, так и структурные изменения материала в данных зонах [1]. Пластические зоны, образующиеся у вершины распространяющейся трещины, являются связующим звеном между структурой и механическими свойствами материала и отражают особенности его поведения в конкретных условиях нагружения.

Цель настоящей работы – обобщить результаты исследования связи глубины пластических зон под поверхностью изломов, структурных изменений материала в данных зонах с микромеханизмами разрушения и параметрами нагружения материалов с ОЦК- и ГЦК структурой при статическом, ударном, высокоскоростном импульсном и циклическом видах нагружения.

**Материалы и методики исследования.** В качестве материалов с ОЦК решеткой использовали: углеродистые стали 15, 20, 40, 45, Ст3 и легированную сталь 15Х2МФА; в качестве материалов с ГЦК решеткой – алюминиевый деформируемый сплав Д16 и аустенитные стали Н32Т3, Н26Т3, Н26Х5Т3, 40Г18Ф, 40Х4Г18Ф, 03Х13АГ19, 07Х13Н4АГ20. Материалы использовали как в состоянии поставки (горячекатанное состояние), так и после различных видов термической обработки. Это обеспечивало широкий спектр структур и свойств исследуемых материалов. Все аустенитные стали после закалки имели однофазную структуру  $\gamma$ -железа. Охлаждение до температуры  $-196^{\circ}\text{C}$  не приводило к мартенситным превращениям во всех сталях, кроме Н26Т3, в которой мартенсит охлаждения начинал образовываться при температуре  $-20^{\circ}\text{C}$ . В процессе нагружения образцов в пластических зонах у вершины трещины во многих закаленных и состаренных аустенитных сталях образовывался мартенсит деформации [2].

Механические испытания образцов различной толщины и конфигурации проводили при статическом, ударном, высокоскоростном импульсном и циклическом нагружениях в интервале температур от  $-196$  до  $150^{\circ}\text{C}$ . Количество и глубину пластических зон под поверхностью изломов, а также структурные изменения материала в данных зонах определяли рентгеновским методом [1].

Для определения локального напряженного состояния материала у вершины трещины использовали критерии  $h_{max}/t$  и  $\beta/\beta_0$  [1–3], где  $h_{max}$  – максимальная глубина пластической зоны под поверхностью излома,  $t$  – толщина образца,  $\beta$  – ширина рентгеновской дифракционной линии, полученная при съемке поверхности излома,  $\beta_0$  – ширина дифракционной линии при съемке эталона.

Разрушение материалов при однократных видах нагружения. Разрушение материалов как с ОЦК, так и с ГЦК решетками в условиях плоской деформации (ПД) сопровождается образованием у вершины трещины одной пластической зоны [1].



При этом отношение максимальной глубины пластической зоны под поверхностью изломов к толщине образца или детали определяется выражением  $h_{max}/t < 10^{-2}$ .

Материалы с ОЦК решеткой разрушаются при плоской деформации всегда хрупко по механизму скола (транскристаллитное хрупкое разрушение) или по механизму межзеренного хрупкого разрушения. Такие механизмы разрушения обуславливают низкий, по сравнению с вязким разрушением, уровень искаженности кристаллической структуры материала в пластической зоне, оцененный по ширине рентгеновской дифракционной линии. Разрушение материалов с ГЦК решеткой в условиях плоской деформации происходит либо по механизму межзеренного хрупкого разрушения, либо по смешанному механизму, но с доминированием межзеренного хрупкого разрушения или квазискола. При межзеренном хрупком разрушении материалов с ГЦК решеткой степень искаженности кристаллической структуры материала на поверхности изломов соизмерима с искаженностью кристаллической структуры при хрупком разрушении сколом материалов с ОЦК решеткой. Отношение  $\beta/\beta_0$  при разрушении материалов как с ОЦК, так и с ГЦК решеткой не превышает 2,0 [1-3].

Разрушение материалов в условиях плоского напряженного состояния (ПН) сопровождается образованием под поверхностью изломов двух пластических зон: сильнодеформированной микрозоны  $h_{yh}$  и слабодеформированной макрозоны  $h_y$ . Из-за больших размеров пластических зон, прежде всего макрозоны  $h_y$ , отношение  $h_{max}/t$  возрастает практически на два порядка и становится  $h_{max}/t > 10^{-1}$ . Большие пластические деформации определяют вязкий характер разрушения материалов в условиях плоского напряженного состояния. Чаще всего такое разрушение происходит с образованием ямочного микрорельефа. Степень искаженности кристаллической структуры материала в слабодеформированной макрозоне  $h_y$  соизмерима со степенью искаженности структуры материала в пластической зоне при хрупком разрушении, а степень искаженности кристаллической структуры на поверхности изломов в местах разрыва перемычек между ямками достигает, по-видимому, максимального значения. В условиях плоского напряженного состояния могут разрушаться материалы как с ОЦК, так и с ГЦК решеткой. В обоих случаях отношение  $\beta/\beta_0$  при разрушении материалов в условиях ПН больше, чем 2,1 [1-3].

В том случае, когда разрушение материалов происходит в переходной области от ПД к ПН, глубина слабодеформированной макрозоны  $h_y$  под поверхностью изломов будет гораздо меньше, чем при плоском напряженном состоянии или даже соизмеримой с глубиной сильнодеформированной микрозоны  $h_{yh}$ . В этом случае, как отмечено в работах [1, 2], не всегда представляется возможным четко разграничить макро- и микрозону под поверхностью таких изломов вследствие небольших размеров пластических зон (прежде всего макрозоны  $h_y$ ). Из-за небольших размеров пластических зон, образующихся в случае разрушения материала в переходной области, имеет место вышеуказанное соотношение:  $10^{-2} < h_{max}/t < 10^{-1}$ . В переходной области от ПД к ПН разрушаются преимущественно материалы с ГЦК решеткой, как правило, по смешанному механизму. При смешанном механизме разрушения степень искаженности кристаллической структуры материала на поверхности изломов соизмерима с искаженностью кристаллической структуры в сильнодеформированной микрозоне при вязком разрушении. Относительно низкая энергоёмкость разрушения материалов при смешанном механизме обусловлена, по-видимому, малым размером микрозоны пластической деформации.

Таким образом, можно заключить, что при однократных видах нагружения микромеханизм разрушения металлических материалов, а также количество и относительный размер пластических зон не зависят от вида однократного нагружения и структурного состояния материалов, а определяется локальным напряженным состоянием материала у вершины трещины.

**Разрушение материалов при циклическом нагружении.** Согласно теоретической модели Райса [4], при циклическом нагружении образцов или конструкций у вершины усталостной трещины образуются две пластической зоны: монотонная зона (зона текучести), появляющаяся уже на первых стадиях нагружения и циклическая зона (зона обратной пластической деформации). По своей природе монотонная пластическая зона при усталостном разрушении близка к слабдеформированной макроразоне при статическом разрушении. Поэтому для оценки локального напряженного состояния материала у вершины усталостной трещины при циклическом нагружении также может быть использовано отношение  $h_{max}/t$  [1, 2]. Зависимости  $h_{max}/t$  от коэффициентов интенсивности напряжения у вершины усталостной трещины  $K_{max}$  и  $\Delta K$  для материалов как с ОЦК, так и ГЦК решеткой в двойных логарифмических координатах имеют вид практически параллельных прямых линий [1]. С увеличением длины усталостной трещины (величины  $K_{max}$  и  $\Delta K$ ) глубина пластических зон под поверхностью изломов возрастает, что свидетельствует об изменении локального напряженного состояния материала у вершины трещины в сторону плоского напряженного состояния. Степень искаженности кристаллической структуры материала в пределах зоны стабильного роста трещины  $l_s$  остается практически постоянной; ее уровень зависит от максимальных растягивающих напряжений, а не от их размаха. При переходе в зону ускоренного развития трещины  $l_r$  степень искаженности кристаллической структуры материала на поверхности усталостных изломов возрастает [1].

Анализ большого количества экспериментальных данных показал [1–3], что размер монотонной пластической зоны лучше коррелирует с  $K_{max}^2$ , а размер циклической зоны – с  $\Delta K$ . При этом связь глубины монотонной пластической зоны  $h_y$  под поверхностью усталостных изломов с величиной  $(K_{max}/\sigma_{0,2})^2$  не зависит ни от класса материалов, ни от схемы нагружения и описывается единой кривой, которая хорошо аппроксимируется уравнением [1]:  $h_y = 0,0354(K_{max}/\sigma_{0,2})^2$ . Аналогичным образом связь глубины циклической пластической зоны  $h_{yh}$  с величиной  $(\Delta K/\sigma_{0,2})$  описывается единой кривой и аппроксимируется уравнением [1]:  $h_{yh} = 0,0012(\Delta K/\sigma_{0,2})$ .

Таким образом, при циклическом нагружении металлических материалов имеет место корреляционная связь глубины монотонной и циклической пластических зон под поверхностью усталостных изломов с коэффициентами интенсивности напряжения у вершины трещины  $K_{max}$  и  $\Delta K$ . Последнее обстоятельство используется в практике диагностики разрушения для определения параметров нагружения при усталостном разрушении конструкций и деталей машин [1].

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 06-08-96904p\_офи, 08-08-99122p\_офи).*

#### **Список использованных источников**

1. Клевцов Г.В., Ботвина Л.Р., Клевцова Н.А., Лимарь Л.В. Фрактодиагностика разрушения металлических материалов и конструкций.- М.: МИСиС, 2007.- 264 с.
2. Клевцова Н.А., Фролова О.А., Клевцов Г.В. Разрушение аустенитных сталей и мартенситные превращения в пластических зонах.- М.: Изд-во Академии Естествознания, 2005.- 155 с.
3. Ботвина Л.Р. Кинетика разрушения конструкционных материалов. – М.: Наука, 1989.- 230 с.
4. Rice J.R. Mechanics of crack tip deformation and extension by fatigue // ASTM, Special Technical Publication, 1966.- № 415.- P. 247-311.

## ТЕМПЕРАТУРНЫЕ И ЧАСТОТНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ МАГНИТОПЛАСТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В БЕРИЛЛИЕВОЙ БРОНЗЕ БРБ-2 ПОСЛЕ СТАРЕНИЯ В ИМПУЛЬСНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Осинская Ю. В., Покоев А. В.

*Самарский государственный университет, Самара, Россия*

[ojv@ssu.samara.ru](mailto:ojv@ssu.samara.ru), [pokoev@ssu.samara.ru](mailto:pokoev@ssu.samara.ru)

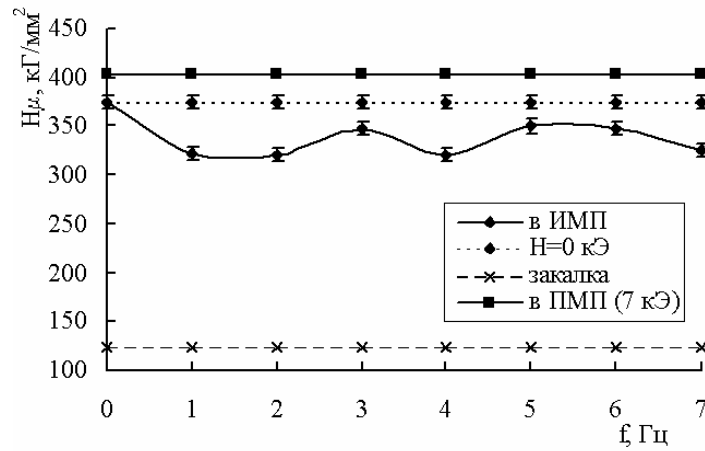
Хорошо известно, что выделение избыточной фазы из пересыщенного твердого раствора при пониженных температурах приводит к повышению прочности и твердости сплава, предела прочности, упругих модулей. В магнитных полях многие из этих свойств изменяются. Экспериментально установлено, что бериллиевая бронза БрБ-2, являясь типичным диамагнетиком, заметно реагирует на приложенное постоянное магнитное поле в процессе распада и изменяет свою микротвердость и другие физико-механические свойства [1, 2], т.е. проявляет магнитопластический эффект (МПЭ) [3]. С целью установления природы МПЭ в этом сплаве представляет интерес дальнейшее экспериментальное изучение проявлений МПЭ в других условиях и, в частности, при наложении импульсного магнитного поля (ИМП) на процесс распада пересыщенного твердого раствора. В настоящей работе впервые предпринята попытка комплексного экспериментального исследования кинетики распада сплава бериллиевой бронзы БрБ-2 под влиянием ИМП.

На основе литературных данных [4] и ранее проведенных исследований процесса старения в постоянном магнитном поле [1], для изучения влияния ИМП на свойства сплава, образцы из бериллиевой бронзы БрБ-2, после закалки с 800 °С в воду, отжигали при следующих режимах старения: температура старения – 300, 350 и 400 °С, время отжига 1 ч, в ИМП с амплитудой напряженности 7 кЭ и частоте ИМП от 0 – 7 Гц.

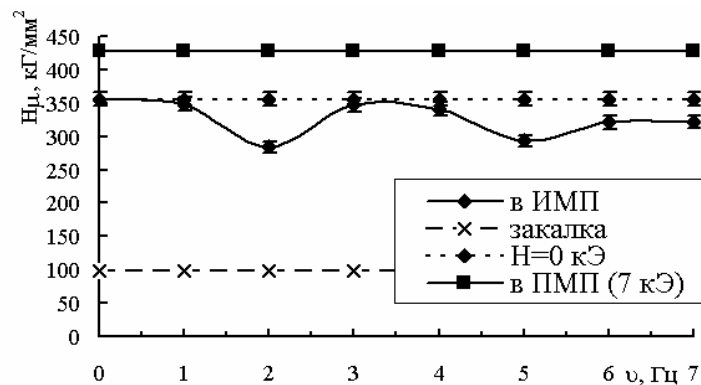
Для изучения структурно-чувствительных свойств сплава бериллиевой бронзы БрБ-2 после старения в ИМП использовали комплекс физических методов исследования: метод микротвердости, рентгенофазовый и рентгеноструктурный анализ.

Результаты измерений влияния ИМП на микротвердость бериллиевой бронзы БрБ-2 представлены в виде графиков зависимости микротвердости от значения частоты ИМП при разных температурах старения (рис.1–3). Микротвердость образцов, отожженных в ИМП, всегда не превышает микротвердости образцов, отожженных без ИМП, в отличие от данных, полученных при ПМП, где наложение поля всегда приводит к повышению микротвердости [1]. Характер зависимостей микротвердости от частоты ИМП отожженных образцов изменяется с ростом частоты существенным образом: на графике видны максимумы и минимумы. Подобное изменение микротвердости образцов обусловлено, возможно, тем, что полученные максимумы связаны с меньшей концентрацией бериллия в остаточной матрице и большими размерами фазовых выделений, которые являются стопорами движения дислокаций. Из полученных ранее экспериментальных данных [1] известно, что именно концентрация бериллия в фазовых выделениях и их размер обуславливают высокие значения микротвердости.

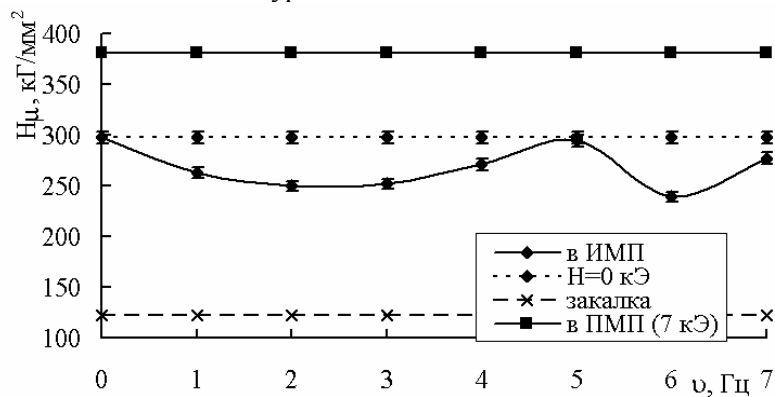
Т.о. результаты показывают, что наложение ИМП на процесс распада приводит к «положительному» МПЭ, т.е. пластические свойства повышаются. Однако прочностные свойства сплава уменьшаются, в отличие от данных, где наложении ПМП всегда приводило к увеличению микротвердости, т.е. наблюдался «отрицательный» МПЭ.



**Рис.1.** Зависимость микротвердости от частоты ИМП при времени старения 1 ч и температуре отжига 300 °С



**Рис. 2.** Зависимость микротвердости от частоты ИМП при времени старения 1 ч и температуре отжига 350 °С



**Рис. 3.** Зависимость микротвердости от частоты ИМП при времени старения 1 ч и температуре отжига 450 °С

Из анализа рисунков также видно, что с увеличением температуры старения сплава, максимумы и минимумы микротвердости смещаются в сторону больших частот, однако общий характер зависимостей практически не изменяется.

Анализ результатов, полученных другими методами, и сопоставление экспериментальных и теоретических данных о распаде сплава бериллиевой бронзы БрБ-2 позволяет сделать следующие выводы:

1. Эффект влияния ИМП на структурно-чувствительные физико-механические свойства бериллиевой бронзы БрБ-2 существует и устойчиво обнаруживается перечисленными выше независимыми методами.

2. Анализ данных, полученных рентгеноструктурным методом, свидетельствует о том, что кривые частотных зависимостей параметров тонкой структуры коррелируют с соответствующими кривыми частотных зависимостей микротвердости при температурах отжига 300, 350 и 400 °С. При наложении ИМП наблюдаются более высокие значения величины относительной микродеформации, чем в отсутствие него.

3. Установленные методом рентгенофазового анализа зависимости параметра решетки и концентрации бериллия в остаточной матрице от частоты ИМП показывают, что экстремумы этих зависимостей также коррелируют с ходом зависимости микротвердости от частоты ИМП, что подчиняется основным закономерностям процесса старения.

4. Результаты работы показывают, что ИМП оказывает отрицательное воздействие на прочностные свойства сплава бериллиевой бронзы в отличие от эффектов влияния ПМП при тех же режимах термомагнитной обработки; однако при этом пластические свойства сплава улучшаются. Объяснение поведения сплава при таких условиях термомагнитной обработки требует дальнейших экспериментальных исследований и теоретического анализа.

#### Список литературы

1. Осинская Ю.В., Покоев А.В. // Физика и химия обработки материалов, № 3, С. 18-25, (2003).
2. Осинская Ю. В., Покоев А. В. // Материаловедение, № 11, С. 2-5, (2005).
3. Моргунов Р.Б. // УФН, Т. 174, №2, С. 131-153, (2004).
4. Тофпенец Р.Л. Разупрочняющие процессы в стареющих сплавах. Минск, «Наука и техника», 1979.

УДК 539.21

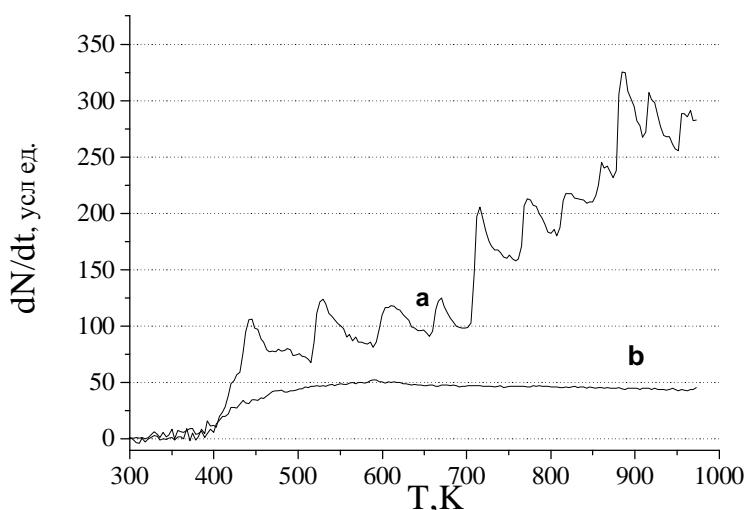
### МЕХАНОДИНАМИЧЕСКОЕ ПРОНИКНОВЕНИЕ АЗОТА В АРМКО-ЖЕЛЕЗО ПРИ $T = 78 \text{ К}$

**Клявин О. В., Николаев В. И., Поздняков О. Ф., Смирнов Б. И., Чернов Ю. М.,  
Шпейзман В. В.**

*Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*  
[klyavin@mail.ioffe.ru](mailto:klyavin@mail.ioffe.ru)

Физический механизм механодинамической диффузии (МДД) частиц (атомов или молекул) внешней среды в твердые тела систематически изучается на примере модельной среды гелия в области температур  $T = 300\text{--}1.3\text{К}$  [1–5]. Показано, что интенсивность МДД гелия в кристаллические материалы зависит от их исходной кристаллической и дефектной структуры, а также от типа дефектов, возникающих в процессе пластической деформации (дислокации, двойники, межзеренное скольжение), по которым проникают атомы гелия в их поверхностный слой [3]. Молекулы азота являются основной частью (78%) воздушной среды, в которой происходит пластическая деформация и разрушение различных материалов и конструкций при их эксплуатации. Процесс МДД частиц внешней среды приводит к значительному изменению прочностных характеристик поверхностных слоев материалов и, следовательно, его надо учитывать при их практическом использовании.

В настоящей работе исследовались образцы армко-железа, деформированные сжатием ( $\epsilon = 18$  и  $28\%$ ,  $\dot{\epsilon} = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ ) в среде жидкого азота ( $T = 78\text{K}$ ). Измерения количества азота и скорости его выделения из деформированных образцов в области температур  $T = 300\text{--}1000\text{K}$  проводились на масс-спектрометре типа МСХ-6. Впервые обнаружено наличие значительного количества молекул азота ( $10^{14}\text{--}10^{15}$  мол.) в деформированных образцах армко-железа, которое увеличивается с ростом степени их деформации по сравнению с недеформированными. При этом кривые выделения молекул азота носят скачкообразный характер во всей области температур нагрева образцов (см. рис. 1., кривая *a*).



**Рис. 1.** Кинетика выделения молекул азота при нагревании с постоянной скоростью образцов из армко-железа: деформированного до  $\epsilon=28\%$  в среде жидкого азота при  $T = 78\text{K}$  (*a*) и недеформированного, но находившегося в жидком азоте при  $T = 78\text{K}$  (*b*).

Пики выделения молекул азота имеют различную высоту и ширину и частично перекрываются. Этот факт указывает на различный тип и глубину ловушек, в которых находятся молекулы азота в исследованной области температур. Кривая выделения азота из недеформированного образца слабо зависит от температуры его нагрева и является гладкой по сравнению с деформированным образцом (ср. кривые *a* и *b* на рисунке), в котором выделение азота носит скачкообразный характер.

образный характер.

Полученный результат показывает, что молекулы азота можно имплантировать в армко-железо не только с помощью термической диффузии, но и на основе механизма его МДД в среде жидкого азота. Дальнейшие исследования позволят получить количественные данные о содержании молекул азота в армко-железе и об энергетических характеристиках его ловушек в деформированных на различные степени образцах в среде жидкого азота.

*Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 06-08-01204).*

### Список литературы

1. O.V. Klyavin, N.P. Likhodedov, A.N. Orlov. *Progr.Surf.Sci.* **33**, 4, 259 (1990).
2. О.В. Клявин. *ФТТ* **35**, 3, 513 (1993).
3. О.В. Клявин, Б.А. Мамырин, Л.В. Хабарин, Ю.М. Чернов. *ФТТ* **47**, 813 (2005).
4. О.В. Клявин, В.И. Николаев, Б.И. Смирнов, Л.В. Хабарин, Ю.М. Чернов, В.В. Шпейзман. *ФТТ* **50**, 794 (2008).
5. О.В. Клявин, В.И. Николаев, Б.И. Смирнов, Л.В. Хабарин, Ю.М. Чернов, В.В. Шпейзман. *ФТТ* **50**, 1402 (2008).

# ВЛИЯНИЕ ГИБКОСТИ СКОЛЬЗЯЩЕЙ ДИСЛОКАЦИИ НА НАПРЯЖЕНИЕ РАЗРУШЕНИЯ ДИСЛОКАЦИОННЫХ СОЕДИНЕНИЙ, ОБРАЗОВАННЫХ ПРИ СЛУЧАЙНОМ ПЕРЕСЕЧЕНИИ РЕАГИРУЮЩИХ ДИСЛОКАЦИЙ В ГЦК КРИСТАЛЛАХ

Зголич М. В., Старенченко В. А., Куринная Р. И.

*Томский государственный архитектурно-строительный университет, Томск,  
[zgolich@sibmail.com](mailto:zgolich@sibmail.com)*

Исследование и описание физической картины пластичности включает рассмотрение ее основных элементарных процессов. К числу важнейших фундаментальных процессов пластичности относятся взаимодействия дислокаций. Особое место занимают контактные взаимодействия скользящей дислокации с дислокациями некомпланарных систем скольжения, в результате которых при определенных условиях образуются дислокационные соединения.

Полученное в результате взаимодействия дислокационное соединение принадлежит к числу наиболее прочных препятствий аттермического характера и тем самым вносит один из основных вкладов в сопротивление движению дислокаций. Для преодоления таких препятствий требуется дополнительное напряжение, которое дает некоторый парциальный вклад в напряжение течения.

Одни из первых попыток по определению сопротивления деформированию, оказываемого реагирующим лесом, были предприняты еще в 1960 г. Саада [1], Бердом и Гейлом [2].

В 1972г. Шоек и Фридман [3] предложили равновесие тройного дислокационного узла определять на основе принципа возможных перемещений.

Однако проведенные позднее на основе модели Шоека – Фридмана работы выявили определенные недостатки и ограничения в решении задачи. Так при использовании принципа возможных перемещений невозможно определить напряжение разрушения соединения, отследить изменение геометрии дислокационной конфигурации под действием напряжения, а также преодолеть одно из наиболее сильных упрощающих предположений – пересечение реагирующих дислокаций посередине (в реальном кристалле возможны и другие произвольные пересечения дислокаций). Перечисленные ограничения привели к необходимости создания нового подхода в решении задачи разрушения соединения.

В связи с этим авторами предложена модель, которая позволяет рассмотреть изменения всей дислокационной конфигурации под действием внешнего напряжения с учетом движения обоих тройных дислокационных узлов. Процесс разрушения дислокационного соединения, под действием приложенного напряжения описывается функцией двух переменных [4,5]. Ведение системы координат, в частности, позволяет точно отслеживать изменение ориентации оси дислокации относительно собственного вектора Бюргерса при изменении положения дислокационных узлов под действием внешнего напряжения. Возможность учитывать изменение ориентации оси дислокации позволяет наиболее точно определить углы стабильности дислокационных узлов в равновесном положении. Кроме того, предлагаемая модель позволяет рассмотреть случаи пересечения дислокаций не посередине как в модели Шоека – Фридмана, а в произвольной точке, что ранее исключалось одним из упрощающих предположений [3].

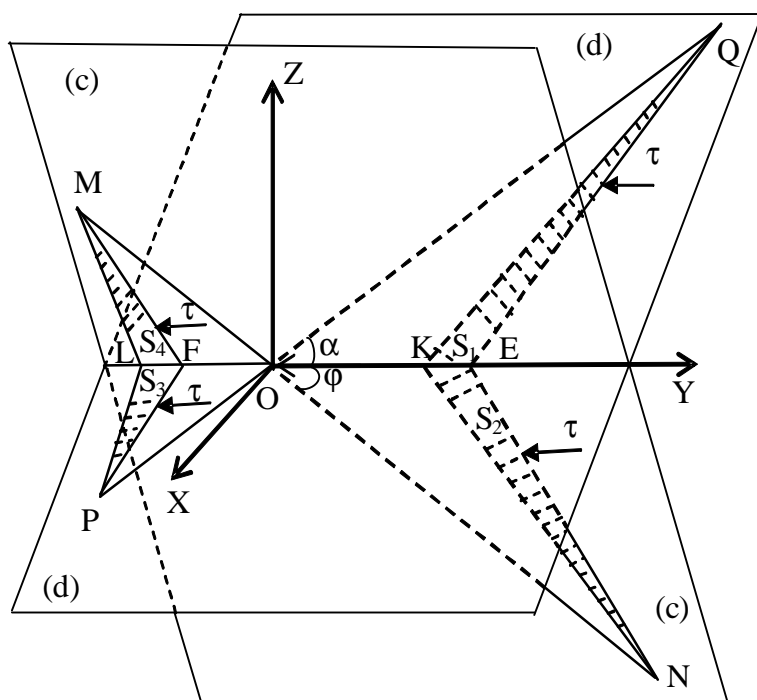
Таким образом, были преодолены, приведенные выше, ограничения. Предложенный метод позволяет: 1) рассмотреть изменение дислокационной конфигурации под действием внешнего напряжения с учетом движения обоих тройных дислокационных узлов; 2) описать процесс разрушения дислокационного соединения, под дей-

ствием приложенного напряжения; 3) рассмотреть пересечения реагирующих дислокаций не посередине, а в произвольной точке.

В работе представлены результаты расчетов напряжений разрушения при значениях модуля сдвига  $G = 5,46 \cdot 10^4$  МПа, длине вектора Бюргера  $b = 2,5 \cdot 10^{-10}$  м, плотности дислокаций  $\rho = 10^{13}$  м<sup>-2</sup>, и углах наклона реагирующих дислокаций к линии соединения  $\alpha = 20^\circ$ ,  $\varphi = 20^\circ$  (рис.1), на примере дислокационной реакции

$$\vec{BA}, d + \vec{AD}, c = \vec{BD}, c \quad (1)$$

На рис. 1. представлена геометрия дислокационного соединения с выбранной системой координат. Скользящая дислокация  $PQ$  с вектором Бюргера  $\vec{BA}$  в первичной плоскости скольжения  $(d)$  реагирует с дислокацией леса  $MN$ , имеющей вектор Бюргера  $\vec{AD}$  во вторичной плоскости скольжения  $(c)$ . В результате реакции образуется дислокационное соединение  $EF$  с вектором Бюргера  $\vec{BD}$  в плоскости скольжения  $(c)$  (рис.1).



**Рис. 1.** Геометрия дислокационной конфигурации с выбранной системой координат  $XYZ$ . Скользящая дислокация  $PQ$  и дислокация леса  $MN$  пересекаются в т.  $O$ , образуя два тройных узла  $E$  и  $F$ , соединенных сегментом комбинированной дислокации  $EF$ , расположенным на оси  $OY$ . Углы  $\alpha$  и  $\varphi$  – углы наклона скользящей дислокации  $PQ$  и дислокации леса  $MN$  к линии пересечения плоскостей скольжения до образования соединения. Под действием приложенного напряжения узлы  $E$  и  $F$  получают смещение, новое положение узлов обозначено  $K$  и  $L$ .  $S_i$  – площадь заматаемая соответствующим сегментом под действием внешнего напряжения  $\tau$ .

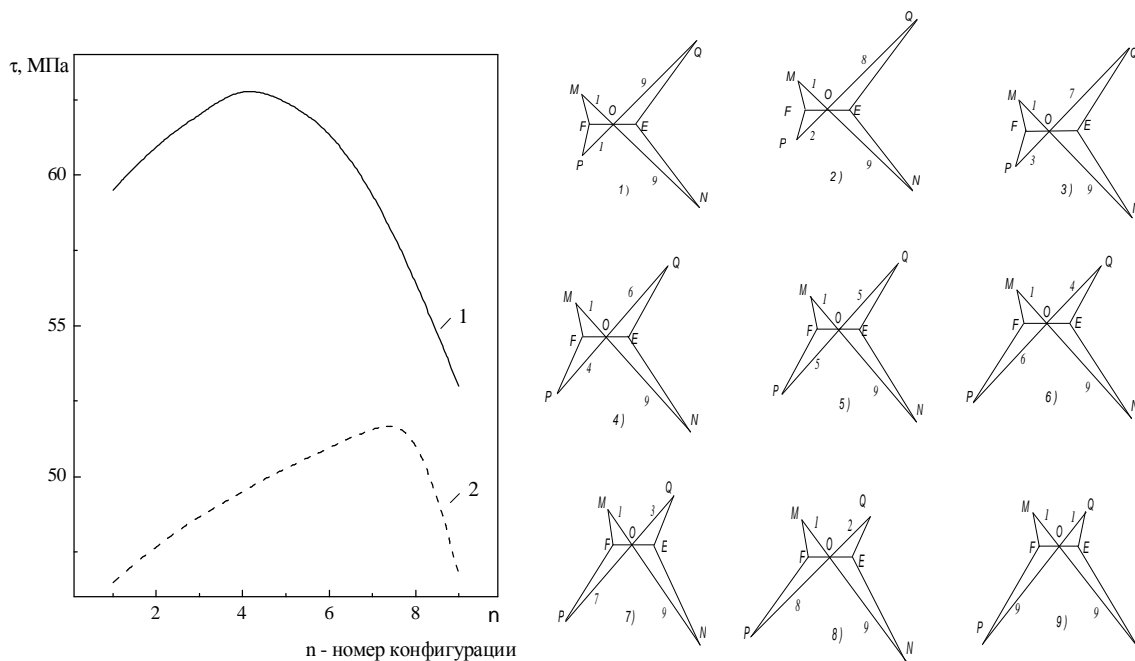
Для разрушения соединения, образовавшегося в результате реакции, требуется дополнительное напряжение. В случае взаимодействия дислокаций, напряжением разрушения  $\tau_r$  будем считать приложенное напряжение, при котором соединение разрушается за счет сближения узлов  $E$  и  $F$ , или в результате образования источника Франка – Рида одним из сегментов  $PF$ ,  $MF$ ,  $QE$  или  $NE$  (т.е. один из сегментов достигнет длины благоприятной для прогиба до полуокружности при заданном внешнем напряжении).

На рис.2 представлено влияние гибкости скользящей дислокации на напряжения разрушения  $\tau_r$ , в случае фиксированного отношения длин сегментов дислокации леса ( $MO:ON = 1:9$ ). Отношение длин сегментов скользящей дислокации  $PO:OQ$  меняется от 1:9 до 9:1.

Кривая 1 соответствует значениям напряжений  $\tau_r$  в случае взаимодействия не гибких дислокаций. Кривая 2 – значениям напряжений разрушений  $\tau_r$  в случае прогиба скользящей дислокации.



В результате проведенных расчетов следует отметить, что при учете гибкости скользящей дислокации численные значения напряжений разрушения  $\tau_r$  для данной дислокационной реакции, снижаются в среднем на 10% (рис. 2). Разрушение соединения происходит в основном в результате образования источника Франка – Рида одним из сегментов скользящей дислокации  $PF$  или  $QE$  (под действием приложенного напряжения сегмент прогибается до полуокружности, что приводит к образованию источника Франка – Рида).



**Рис. 2.** Кривая 1 – значения напряжения разрушения  $\tau_r$  при взаимодействии прямолинейных дислокаций. Кривая 2 – значения напряжения разрушения  $\tau_r$  с учетом гибкости скользящей дислокации. Схема пересечения указана на рисунке, где 1) – 9) – номер конфигурации. Отношение сегментов дислокации леса  $MO:ON$  зафиксировано как 1:9. ( $MO:ON=1:9$ ).  $G = 5,46 \cdot 10^4$  МПа,  $b = 2,5 \cdot 10^{-10}$  м,  $\mu = 10^{13}$  м<sup>-2</sup>,  $\alpha = 20^\circ$ ,  $\varphi = 20^\circ$ .

### Список литературы

1. Куринная, Р.И. Сопротивление реагирующих дислокаций расширению дислокационной петли октаэдрической системы скольжения в ГЦК металлах и сплавах / Р.И. Куринная. – Математические модели пластической деформации. Сб. трудов. Томск., 1989. – с.58–65.
2. Попов, Л.Е. Деформационное упрочнение упорядоченных сплавов / Л.Е. Попов, Н.А. Конева, И.В. Терешко. – М.: Металлургия. 1979. – 255с.
3. Schoek, J. The contribution of the dislocation forest to the flow stress / J. Schoek, R. Fridman – Phys. Stat. Sol. (b), 1972. – V. 53. – p. 661–674.
4. Куринная, Р.И. Определение длин дислокационных соединений, образованных при случайном пересечении реагирующих дислокаций в Г.Ц.К. кристаллах / Р.И. Куринная, М.В. Зголич, В.А. Старенченко. – Томск. – ТГАСУ, 2001. – 39 с. – Рукопись деп. в ВИНТИ –14.12.01 № 2600-В2001.
5. Куринная, Р.И. Расчеты длин дислокационных соединений в ГЦК-кристаллах / Р.И. Куринная, М.В. Зголич, В.А. Старенченко. – Томск: Изв. Вузов «Физика», 2004. – №7. – с.19–25.

## МОДУЛЬ ЮНГА И ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ БИОМОРФНОГО КОМПОЗИТА SiC/Al–13Si–9Mg

Кардашев Б. К., Орлова Т. С., Смирнов Б. И., Wilkes T. E. \*, Faber K. T. \*

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
Санкт-Петербург, Россия*

*\*Northwestern University, Evanston, United States*

[smir.bi@mail.ioffe.ru](mailto:smir.bi@mail.ioffe.ru)

В последнее время большое внимание уделяется исследованию физико-механических свойств биоморфных керамик карбида кремния, приготовленных на основе различных пород дерева [1–4]. Эти керамики «конструируются» путем инфильтрации расплавленного кремния в «канальные» углеродные матрицы, получаемые после пиролиза (обугливания) выбранного типа дерева (эвкалипта, бука, сосны, сапели и др.). После химической реакции кремния с углеродом образуется композит SiC/Si, в котором могут оставаться островки углерода, не вступившего в реакцию с кремнием. Таким образом, основная масса композита состоит из SiC, а вытянутые вдоль направления роста дерева каналы частично или полностью заполнены Si. В зависимости от породы дерева и технологических условий получают разнообразные SiC/Si композиты.

После удаления химическим способом из SiC/Si избыточного кремния получается пористый биоморфный SiC, и появляется возможность заполнения опустевших каналов расплавами различных металлов или сплавов. В результате из хрупкого композита получают достаточно прочные металлокерамики, обладающие заметной пластичностью. Данные о механических свойствах и микроструктурных характеристиках полученных таким способом композитов «биоморфный SiC-алюминиевые сплавы» опубликованы в [5].

Настоящая работа представляет результаты акустических исследований упругих и микропластических свойств композитов био-SiC/Al–13Si–9Mg, приготовленных на основе двух пород дерева – бука и сапели (sapele).

### 1. Образцы и экспериментальная методика

В настоящей работе процесс инфильтрации алюминиевого сплава Al–13%Si–9%Mg. в био-SiC осуществлялся при 750°C в атмосфере ультрачистого аргона под давлением 3.5 МПа. Инфильтрация производилась вдоль канальных пор. Такой состав позволяет достичь оптимального смачивания карбида кремния [6]. В итоге были получены образцы композита SiC/Al–13Si–9Mg, в котором (алюминиевый сплав) располагается в основном в канальных порах. В дальнейшем биоморфную керамику SiC, полученную из бука, будем обозначать как BE-SiC, а композит на ее основе как BE-SiC/Al; для сапели – соответственно SA-SiC и SA-SiC/Al.

Плотность  $\rho$  и открытая пористость промежуточных био-SiC матриц и композитов SiC/Al определялись при помощи стандартных процедур гидростатического взвешивания. Их значения приведены в таблице.

Для композитов SiC/Al, полученных из сапели и бука, несмотря на близкие значения пористости (см. таблицу), распределение пор по размерам сильно различается [7]. В BE-SiC имеются главным образом большие поры размером 20–50  $\mu\text{m}$ , в то время как малые поры занимают незначительный объем. В SA-SiC, наоборот, на большие поры величиной 100–160  $\mu\text{m}$  приходится всего 10–12 vol.% материала, а остальная пористость обеспечивается небольшими порами 5–10  $\mu\text{m}$ . В результате

структуры композитов BE-SiC/Al и SA-SiC/Al также значительно различаются, а их остаточная пористость в среднем составляет ~ 5 vol.%.

Образцы для акустических измерений имели форму стержней сечением  $(3 \times 3) \text{ mm}^2$  и длиной  $l = (27-35) \text{ mm}$ , ориентированных как вдоль, так и поперек направления роста исходного дерева. Выбранные длины обеспечивали резонанс продольных колебаний образцов на частотах  $f \approx 100-120 \text{ kHz}$ .

Акустические измерения проводились методом составного пьезоэлектрического вибратора при комнатной температуре [8]. Продольные колебания на резонансной частоте  $f$  возбуждались в образце с помощью кварцевого преобразователя. Изучаемыми параметрами были модуль Юнга  $E = 4\rho l^2 f^2$  и логарифмический декремент  $\delta$ , характеризующий поглощение (затухание) ультразвука в образце.

Метод составного вибратора позволяет получать также сведения и о неупругих (микропластических) свойствах материала. Данные по неупругим свойствам получаются из измерений модуля  $E$  и декремента  $\delta$  в широком диапазоне амплитуд колебательной деформации  $\epsilon$ , который в наших опытах лежал в пределах от  $\sim 10^{-6}$  до  $2 \times 10^{-4}$ .

## 2. Экспериментальные данные и обсуждение

При измерении амплитудных зависимостей  $E(\epsilon)$  и  $\delta(\epsilon)$  оказалось, что для всех образцов при первоначальном увеличении  $\epsilon$  имеет место амплитудно-независимая область (малые амплитуды), а при больших амплитудах наблюдается уменьшение модуля, сопровождаемое ростом декремента. Изменения  $E$  и  $\delta$ , возникшие при первом увеличении  $\epsilon$  являются необратимыми: при уменьшении  $\epsilon$  ни модуль, ни декремент не возвращаются к исходным значениям. Имеет место так называемый амплитудный гистерезис. При этом форма гистерезиса для разных образцов оказывается различной. Иногда уменьшение  $\epsilon$  сразу же приводит к плавному увеличению  $E$  и уменьшению  $\delta$  (SA-SiC||Al). В ряде случаев при уменьшении  $\epsilon$  наблюдается немонотонное, через максимум, изменение декремента, что, тем не менее, сопровождается плавным увеличением модуля. Такое поведение гистерезиса наиболее ярко проявилось на образцах BE-SiC+/Al и SA-SiC+/Al, где главная ось образца перпендикулярна волокнам исходного дерева. Подобный эффект имеет место, но менее заметен, и на чистом сплаве Al-13Si-9Mg. Здесь надо отметить, что в SiC/Al, в отличие от биоморфного SiC и композитов SiC/Si [9], отсутствует эффект падения декремента  $\delta$  и увеличения модуля  $E$  при первоначальном увеличении  $\epsilon$ , связанный с десорбцией молекул воздуха из имеющихся пор. По всей видимости, адсорбированных молекул воздуха в металлокерамике SiC/Al практически нет.

Данные акустических измерений в широком диапазоне амплитуд позволяют оценить [9] микропластические свойства материалов в обычных для механических испытаний координатах “напряжение  $\sigma = E\epsilon$  – неупругая деформация  $\epsilon_d = \epsilon(\Delta E/E)_h$ ”.

Значения модуля  $E$ , амплитудно-независимого декремента  $\delta_i$ , а также условного предела микротекучности  $\sigma_s$  при деформации  $\epsilon_d = 0.5 \times 10^{-8}$  для всех исследованных в данной работе образцов для наглядности собраны в таблице. Из нее на примере материала, приготовленного из бука, видно, что добавление алюминиевого сплава в BE-SiC|| значительно увеличивает модуль упругости и почти в 5 раз – значение  $\sigma_s$ . Очевидно, это связано с тем, что пустые поры заполняются металлическим сплавом. Из таблицы также видно, что модули  $E$  и  $\sigma_{s||}$  для BE-SiC||/Al заметно больше по величине, чем эти же параметры для SA-SiC||/Al. Материал из бука упруго более анизотропен: отношение модулей  $E_{||}/E_{\perp}$  для бука – 1.44, а для сапели – 1.24. Различия для неупругой анизотропии еще больше:  $\sigma_{s||}/\sigma_{s\perp} = 9.9$  для бука и 5.4 для сапели. Такую анизотропию для  $E$  и  $\sigma_s$  можно объяснить тем, что каркас био-SiC из бука является более жестким. Поэтому он способен принимать на себя большую нагрузку в

композите BE-SiC||/Al (по сравнению с SA-SiC||/Al), оставляя менее нагруженным металлический сплав.

При рассмотрении данных по  $\delta_i$  и  $\sigma_s$  (таблица) обращает на себя внимание высокий уровень декремента и низкий уровень  $\sigma_{s+}$  в образцах, вырезанных поперек волокон исходного дерева. Очевидно, что в этих образцах при продольных колебаниях границы раздела испытывают большие нагрузки растяжения-сжатия перпендикулярно границам, так что движение носителей микропластической деформации оказывается там более интенсивным, чем в образцах, вырезанных вдоль волокон. Различный уровень и характер напряжений на границах в тех и других образцах, является, очевидно, и причиной различных по форме петель амплитудного гистерезиса.

**Таблица.** Плотность  $\rho$ , открытая пористость  $P_{\text{оре}}$ , модуль Юнга  $E$ , логарифмический декремент  $\delta_i$ , измеренный в амплитудно-независимой области амплитуд, и условный предел микротекучности  $\sigma_s$  при неупругой деформации  $\epsilon_d = 0,5 \times 10^{-8}$ .

Материал	$\rho$ g/cm <sup>3</sup>	$P_{\text{open}}$ %	$E$ GPa	$\delta_i, 10^{-5}$ rel. units	$\sigma_s$ MPa
BE-SiC	3.14±0.02	50±3	144,0	40	4,6
SA-SiC	3.18±0.03	51±3	-	-	-
BE- SiC  /Al	2.84±0.02	4±2	220,3	61	21,8
SA- SiC  /Al	2.82±0.07	5±3	185,3	35	14,7
BE- SiC+/Al	2.84±0.02	4±2	153,0	154	2,2
SA- SiC+/Al	2.82±0.07	5±3	149,0	143	2,7
Al-13Si-9Mg	2.49±0.04	5±3	75,2	39	2,7

**Примечание:** знаки || и + означают, что образец вырезан соответственно вдоль и поперек волокон роста исходного дерева.

*Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 07-03-91353ННФ\_а), Программы Президиума РАН (П-03\_02) и Государственного Научного Фонда США (грант DMR-0710630).*

### Список литературы

1. P. Greil, T. Lifka, A. Kaindl. J. Eur. Ceram. Soc. **18**, 1961 (1998).
2. A.R. de Arellano-Lopez, J.Martinez-Fernandez, P. Gonzalez, C.Domingez, V. Fernandez-Quero, M. Singh. Int. J. Appl. Cer. Technol. **1**, 95 (2004).
3. V.S. Kaul, K.T. Faber, R. Sepulveda, A.R. de Arellano-Lopez, J.Martinez-Fernandez.
4. Mater. Sci. Eng. A **428**, 225 (2006).
5. B.K. Kardashev, B.I. Smirnov, A.R. de Arellano-Lopez, J.Martinez-Fernandez, F.M. Varela-Feria. Mater. Sci. Eng. A **442**, 444 (2006).
6. T.E. Wilkes, M.L. Young, R.E. Sepulveda, D.C. Dunand and K.T. Faber. Scripta Materialia **55**, 1083 (2006).
7. M.I. Pech-Canul, R.N. Katz, M.M. Makhlof. Metall. Mater. Trans. A31, 565 (2000).
8. F.M. Varela-Feria. Ph. D. Thesis. Universidad de Sevilla (2004).
9. С.П. Никаноров, Б.К. Кардашев. Упругость и дислокационная неупругость
10. кристаллов. Наука. М. (1985) 254 с.
11. Б.К.Кардашев, А.С.Нефагин, Б.И.Смирнов, A.R. de Arellano-Lopez, J.Martinez-Fernandez, R.Sepulveda. ФТТ **48**, 9, 1617 (2006)

# ВЛИЯНИЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ С УЛЬТРАЗВУКОВЫМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ НА СТРУКТУРУ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ МАЛОУГЛЕРОДИСТОЙ СТАЛИ

Ковалевская Ж. Г., Иванов Ю. Ф.\*, Уваркин П. В., Клименов В. А.\*\*,  
Первалова О. Б.

*Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия*

*\*Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия*

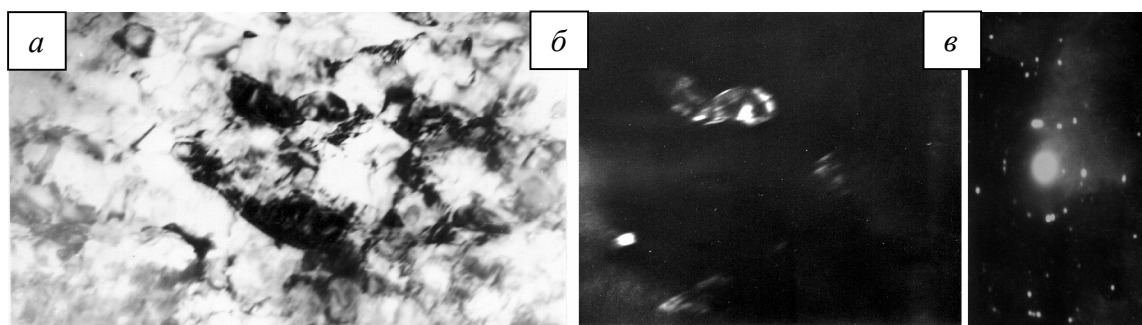
*\*\*Томский политехнический университет, Томск, Россия*

[uvarkin@ispms.tsc.ru](mailto:uvarkin@ispms.tsc.ru)

С помощью электронной микроскопии проведен сравнительный анализ строения поверхностных слоев малоуглеродистой стали 20 после точения с последующим шлифованием или ультразвуковым выглаживанием.

Результаты просвечивающей электронной микроскопии показали, что в равновесном состоянии структура стали 20 представлена смесью зерен структурно свободного феррита и перлитных колоний. Внутри зерен феррита наблюдается дислокационная субструктура в виде дислокационного хаоса. Скалярная плотность дислокаций, распределенных внутри зерна, составляет около  $7 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$ . Перлитная структура в основном представлена пластинчатым перлитом. В ферритных пластинах перлита наблюдаются хаотически расположенные дислокации с плотностью около  $1 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$ . Пластины цементита менее совершенны: внутри пластин наблюдаются блоки, средний размер которых составляет 0,15–0,20 мкм [1].

После точения и последующей механической шлифовки в поверхностном слое стали наблюдается полосчатое строение. Судя по контрасту, полосы различаются толщиной и представляют собой гребни и впадины, сформированные при точении и сохранившиеся при шлифовке. Прицельный анализ структурно-фазового состояния гребней и впадин выявил их заметное отличие. Во впадинах ферритные и перлитные зерна имеют следующее строение. Структурно свободный феррит имеет субмикронную зеренную структуру (рис.1).

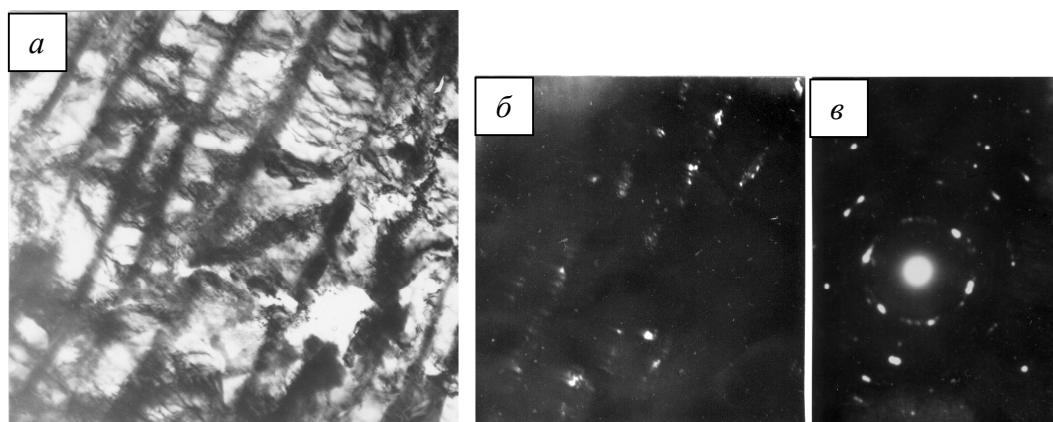


**Рис. 1.** ПЭМ изображение зерен феррита на поверхности стали 20 после точения и шлифования: *a* – светлое поле; *б* – темное поле в рефлексах [110]  $\alpha$ -Fe и [221]  $\text{Fe}_3\text{C}$ ; *в* – микроэлектроннограмма (x50000).

Размеры субзерен изменяются в пределах 0,1–0,3 мкм. Форма субзерен близка к равноосной. Субзеренная структура характеризуется наличием изгибных экстинкционных контуров различной формы. Это свидетельствует о изгибе-кручении кристаллической решетки ферритных зерен.

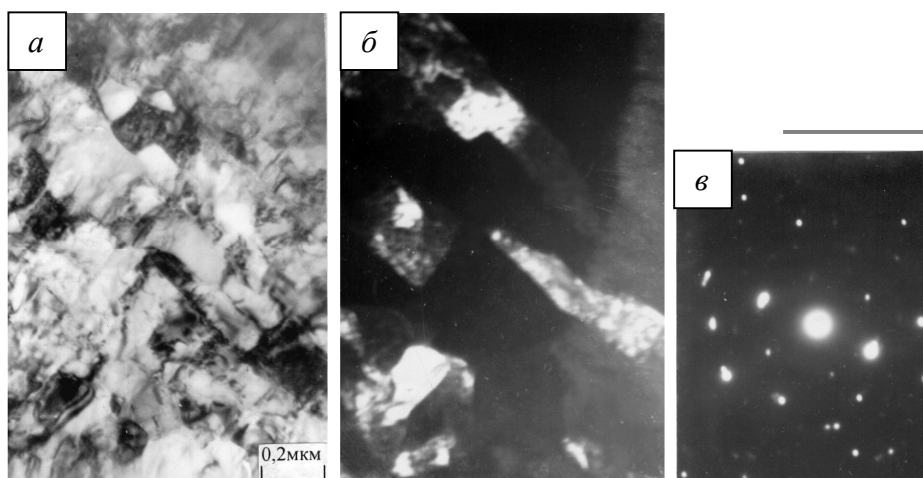
Существенно трансформируется структура пластинчатого перлита (рис.2). Пластины цементита, практически не изменяя своей морфологии, из крупноблочных образований превращаются в агрегаты, состоящие из большого числа наноразмер-

ных частиц. Ферритные пластины также изменяются, разбиваются на блоки, средний размер которых составляет 0,4 мкм. Внутри блоков присутствует ячеисто-сетчатая дислокационная субструктура, скалярная плотность дислокаций которой составляет около  $2 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ .



**Рис. 2.** ПЭМ изображение зерен перлита на поверхности стали 20 после точения и шлифования: *a* – светлое поле; *б* – темное поле в рефлексе  $[122] \text{ Fe}_3\text{C}$ ; *в* – микроэлектроннограмма ( $\times 50000$ ).

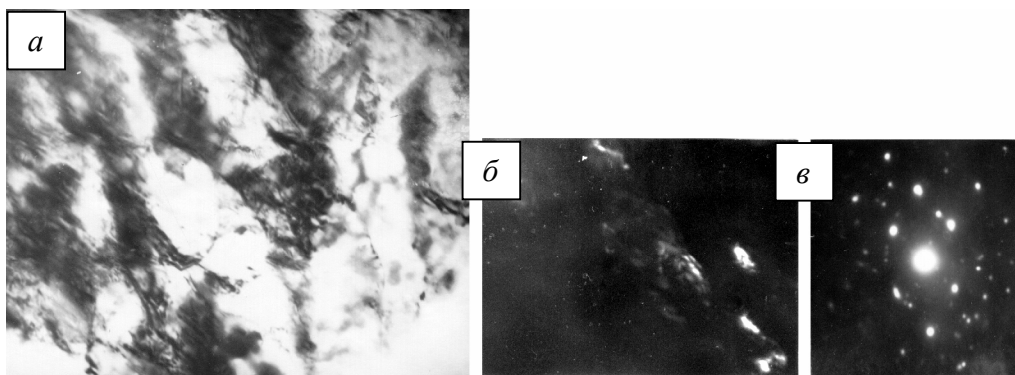
В гребнях ферритные зерна имеют несколько иное строение (рис. 3).



**Рис. 3.** ПЭМ изображение зерен феррита на поверхности стали 20 после точения и шлифования: *a* – светлое поле; *б* – темное поле в рефлексах  $[110] \alpha\text{-Fe}$  и  $[112] \text{ Fe}_3\text{C}$ ; *в* – микроэлектроннограмма ( $\times 50000$ ).

Зерна феррита состоят из субзерен вытянутой формы средним размером  $0,4 \times 1,3$  мкм. Субзерна, в свою очередь, состоят из разориентированных областей. Внутри субзерен наблюдается дислокационная сетчатая субструктура, скалярная плотность дислокаций которой составляет около  $4 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Субзеренная структура характеризуется малоугловыми разориентировками соседних субзерен и их внутренней структуры.

Перлитные зерна, расположенные в гребнях, имеют более совершенное строение, по сравнению с зернами расположенными во впадинах. Цементитные пластины в данном случае разбиваются на блоки средних размеров 0,1 мкм. Ферритные пластины содержат неразориентированную ячеистую дислокационную субструктуру с плотностью дислокаций около  $2 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$  (рис.4).



**Рис. 4.** ПЭМ изображение зерен феррита на поверхности стали 20 после точения и шлифования: *a* – светлое поле; *б* – темное поле в рефлексах  $[1\bar{1}0]$   $\alpha$ -Fe и  $[\bar{1}12]$   $\text{Fe}_3\text{C}$ ; *в* – микроэлектроннограмма (x50000).

При анализе поверхностных слоев стали, полученных точением с последующей ультразвуковой обработкой, прежде всего, следует отметить отсутствие полосчатого строения. В ферритной составляющей стали присутствуют области материала с субзеренной структурой двух типов: субзёрна размер которых менее 0,1 мкм, дислокации практически не наблюдаются; в субзёрнах большего размера – 0,1...0,7 мкм, наблюдается дислокационная сетчатая субструктура со скалярной плотностью дислокаций  $\sim 5,5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Ещё одной характерной чертой ферритных зёрен является наличие большого количества изгибных экстинционных контуров.

Пластины цементита, как и на шлифованной поверхности, разбиваются на отдельные наноразмерные частицы. В ферритных прослойках формируется фрагментированная субструктура с размером фрагментов  $\sim 0,3$  мкм. Внутри фрагментов наблюдается ячеисто-сетчатая дислокационная субструктура со скалярной плотностью  $4 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ .

На основе полученных результатов можно сделать вывод, что при механической обработке исследуемой стали резанием (точением и последующим шлифованием), в поверхностном слое формируется полосчатая неоднородная структура, повышается плотность дислокаций, формируется субструктуры и создаются внутренние напряжения. После ультразвукового выглаживания полосчатости структуры не наблюдается, что подтверждает тот факт, что ультразвуковая обработка приводит к формированию однородной модифицированной структуры без следов технологической наследственности [1,2].

*Работа выполнена в рамках гранта РФФИ 06-08-01220.*

## Список литературы

1. Ковалевская Ж.Г., Иванов Ю.Ф., Уваркин П.В., Клименов В.А. Формирование модифицированных слоев ультразвуковой поверхностной обработкой стали / XVII Петербургские чтения по проблемам прочности. Санкт-Петербург, 10-12 апреля 2007 г.: сборник материалов. – Ч. I. – СПб., 2007. – С. 97-99.
2. Клименов В.А., Нехорошков О.Н., Уваркин П.В., Ковалевская Ж.Г., Иванов Ю.Ф. Структура, фазовый состав и свойства стали 60, подвергнутой ультразвуковой финишной обработке // Физическая мезомеханика. – 2006. – Т.9. – Спец. выпуск – С. 173-176.

## ЛИНЕЙНЫЕ ПРИВОДЫ НА ОСНОВЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ Cu–Al–Ni С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ

Пульнев С. А., Никаноров С. П., Прядко А. И.,\* Вякхи И. Э.,\*\* Рогов А. В.\*,  
Николаев В. И., Чикиряка А. В.

*Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе,  
\*ЦНИИ Робототехники и Технической Кибернетики,  
\*\*Санкт-Петербургский политехнический университет,  
Санкт-Петербург, Россия  
[pulnev@mail.ioffe.ru](mailto:pulnev@mail.ioffe.ru)*

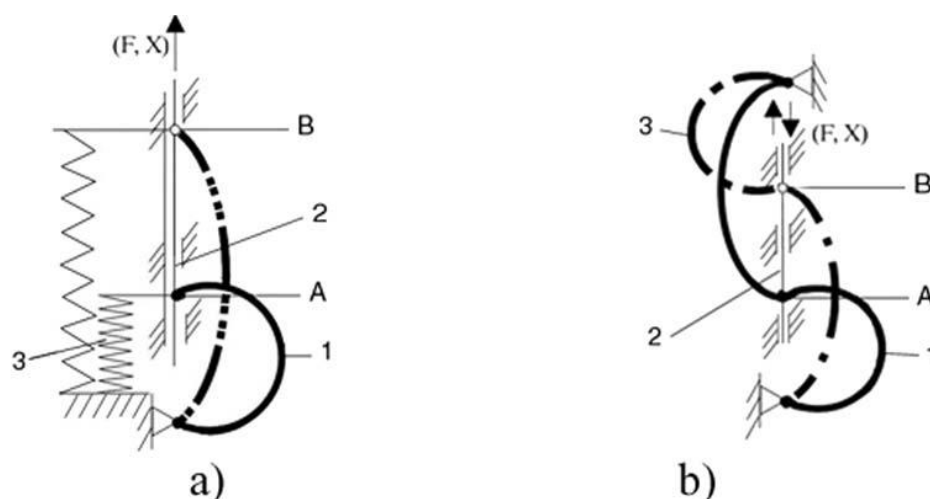
Использование материалов с эффектом памяти формы позволяет создавать мощные компактные приводы. Применение монокристаллических сплавов позволяет достичь максимально возможных обратимых деформаций и генерируемых напряжений за счет выбора оптимальной кристаллографической ориентации. Использование монокристаллов в качестве силовых элементов существенно улучшает характеристики приводов.

### Принципы построения линейных приводов циклического действия

Схема линейного привода на основе изгибного силового элемента, генерирующего полезную силу в одном направлении, показана на рис.1а. Он работает следующим образом:

- при нагревании в активной фазе работы привода силовой элемент (1) разгибается и перемещает шток (2) привода из положения А в положение В, при этом возвратная пружина (3) растягивается. На этой стадии привод генерирует полезную силу  $F$  при перемещении штока  $X$  из положения А в положение В;
- при охлаждении силового элемента (1) пружина (3) изгибает его и возвращает шток в исходное положение А.

Таким образом, привод с одним силовым элементом и возвратной пружиной совершает механическую работу при движении штока в одном направлении. Схема линейного привода на основе двух изгибных силовых элементов, генерирующего полезную силу в двух направлениях, показана на рис.1б.



**Рис. 1.** а) Схема линейного привода, генерирующего силу в одном направлении  
б) Схема линейного привода, генерирующего силу в двух направлениях



Этот привод работает следующим образом:

- при нагревании первого силового элемента (1) он разгибается, перемещает шток (2) привода из положения А в положение В и изгибает второй силовой элемент (3). На этой стадии привод генерирует полезную силу  $F$  при перемещении штока  $X$  из положения А в положение В;

- при нагревании второго силового элемента (3) он разгибается, перемещает шток (2) привода из положения В в положение А и изгибает охлаждающийся первый силовой элемент (1). На этой стадии привод генерирует полезную силу  $F$  при перемещении штока  $X$  из положения В в положение А.

Такой привод с двумя силовыми элементами совершает механическую работу при движении штока в обоих направлениях.

### Математическая модель линейного привода

Основными параметрами линейного привода являются перемещение  $X$  и генерируемая сила  $F$ . Расчетная схема линейного привода с изгибным силовым элементом с эффектом памяти формы и возвратной пружиной приведена на рис.2. Изгибный силовой элемент представляет собой цилиндрический пруток диаметром  $d$  изогнутый по дуге окружности диаметром  $D$ . Деформация изгибного элемента равна  $\varepsilon = d/D$ .

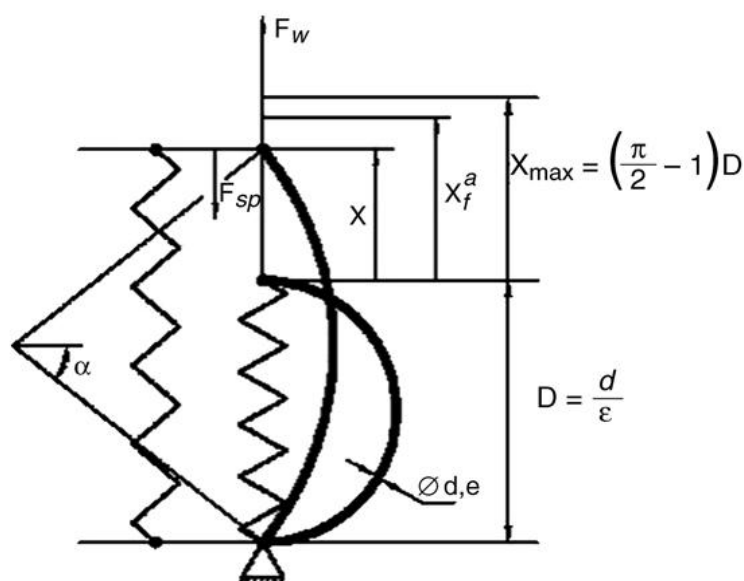


Рис. 2. Расчетная схема линейного привода с изгибным силовым элементом

При нагревании силовой элемент генерирует напряжение  $\sigma_w$  и силу  $F_w$ , а при охлаждении этот элемент деформируется под действием силы возвратной пружины  $F_{sp}$ . Эта сила должна быть больше силы  $F_R$ , необходимой для изгиба силового элемента на заданную деформацию  $\varepsilon$ . Силе  $F_R$  соответствуют напряжения  $\sigma_R$ . Перемещение силового элемента в приводе ограничено конструктивно на уровне

85 – 90% от максимального перемещения изгибного элемента, то есть  $X_f^a = (0.85 - 0.9) X_{max}$ .

Математическая модель линейного привода включает в себя модель силового изгибного элемента [1,2] и описывается системой уравнений, которая позволяет рассчитать развиваемую приводом полезную силу  $F_a$  как функцию от перемещения штока  $X$ :

$$\frac{p}{2} \geq a > 0 \quad F_{sp}(X) = F_R(0) + \frac{F_R(X_f^a) - F_R(0)}{X_f^a} \cdot X$$

$$X = \frac{d}{e} \cdot \left( \frac{p}{2} \cdot \frac{\sin a}{a} - 1 \right) \quad F_a(X) = F_w(X) - F_{sp}(X)$$

$$F_w = s_w \cdot \frac{d^2}{3} \cdot e \cdot \frac{2a}{p(1 - \cos a)} \quad F_R = s_R \cdot \frac{d^2}{3} \cdot e \cdot \frac{2a}{p(1 - \cos a)}$$

Численное решение уравнений показано на рис.3. Расчеты выполнены для привода с силовым элементом диаметром  $d = 1.5$  мм и максимальной изгибной деформации  $\varepsilon = 8\%$ . Генерируемые силовым элементом напряжения составляют  $\sigma_w = 450$  МПа, а напряжения, необходимые для изгиба силового элемента при охлаждении равны  $\sigma_R = 50$  МПа. Из этих расчетов с приведенными выше параметрами силового элемента получена максимальная величина хода штока, которая может достигать  $X_f^a = 9,7$  мм (Рис.3.), а генерируемая полезная сила  $F_a$  возрастает от 23 Н при  $X = 0$  до 69 Н при  $X = X_f^a$ . Возвращающая сила  $F_R$  уменьшается от 9 Н ( $X = X_f^a$ ) до 2,6 Н ( $X = 0$ ) и всегда меньше силы возвратной пружины  $F_{SP}$ .

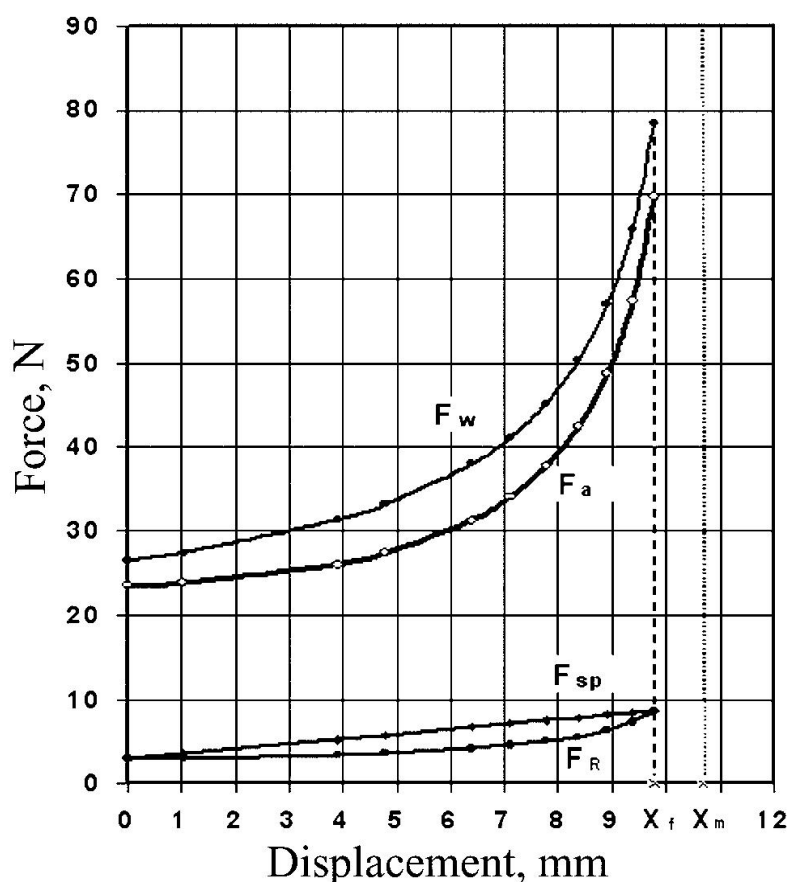


Рис. 3. Зависимость развиваемой приводом силы  $F(X)$  от хода штока

Разработанная математическая модель описывает поведение линейного привода циклического действия с изгибным силовым элементом с эффектом памяти формы и позволяет рассчитать развиваемую приводом силу как функцию перемещения штока. Предложенная модель может использоваться при создании прототипов линейных приводов на основе монокристаллов Cu-Al-Ni.

*Работа выполнена в рамках проекта, поддержанного грантом РФФИ 05-08-50315-а.*

#### Список литературы

1. A.Priadko, S.Pulnev, I.Viahhi, V.Vetrov and V.Yudin, ACTUATOR-98. Bremen, Germany, (1998), 478.
2. I.Viahhi, S.Pulnev, A.Priadko, J.Phys.IV, vol.112, (2003), 1181.

## ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ИСПЫТАНИЙ НА ПРОЧНОСТНЫЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ ВКНА-4У В РАЗЛИЧНОМ СТРУКТУРНОМ СОСТОЯНИИ

Родионов Д. П., Филиппов Ю. И., Виноградова Н. И.,  
Давыдов Д. И., Степанова Н. Н., Акшенцев Ю. Н.

*Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург*  
[SNN@imp.uran.ru](mailto:SNN@imp.uran.ru)

Среди современных жаропрочных сплавов для изготовления монокристаллических турбинных лопаток авиационных двигателей сплавы типа ВКНА на основе интерметаллида  $Ni_3Al$  (объемная доля 90 %) занимают особое место. Сплавы типа ВКНА обладают уникальным комплексом свойств: высокой прочностью, возможностью эксплуатации изделий при температурах до  $1200^{\circ}C$ , стойкостью к окислению, экономичным химическим составом [1]. Деформационное поведение таких сплавов при высокотемпературных испытаниях является предметом интенсивного изучения [1–2]. В [2] отмечено, что гомогенизирующий отжиг не приводит к существенным изменениям структуры сплава и не сопровождается повышением его механических свойств, поэтому рекомендовано использование сплавов типа ВКНА непосредственно в литом состоянии без термообработки.

В данной работе рассмотрено влияние на структуру и прочностные свойства сплава ВКНА-4У другого вида термообработки, приводящей к выделению из твердого раствора максимально возможного количества интерметаллидной фазы.

Монокристаллы сплава ВКНА-4У выращены по методу Бриджмена со скоростью  $10$  мм/мин., температурный градиент составлял  $100$  град/см. Ориентация оси роста образцов выбрана вдоль кристаллографического направления  $\langle 100 \rangle$ . Монокристаллы были использованы в качестве заготовок для изготовления разрывных образцов ГОСТ 9651-84, тип I, № 1. Образцы исследованы в литом и термообработанном виде (ТО): отжиг  $1280^{\circ}C$ ,  $5$  ч в защитной атмосфере гелия, охлаждение с печью  $+900^{\circ}C$ ,  $27$  ч. Высокотемпературные испытания на растяжение при  $1100$ ,  $1200$  и  $1250^{\circ}C$  проведены на машине Neckert FP-100/1. Скорость нагружения составляла  $1,32$  мм/мин ( $2 \cdot 10^{-5}$  м/с). Структурные исследования проведены на оптическом микроскопе НЕОФОРТ-3, сканирующем электронном микроскопе SEM-515, просвечивающем микроскопе JEM-200СХ.

Исходная ростовая структура литых сплава образована дендритами, имеющими двухфазный состав: интерметаллидная фаза на основе  $Ni_3Al$  ( $\gamma'$ -фаза) и твердый раствор ( $\gamma$ -фаза). При электронно микроскопических исследованиях  $\gamma'$ -фаза наблюдается в виде частиц (от  $200$  до  $1000$  нм), разделенных тонкими прослойками твердого раствора. В междендритных промежутках присутствуют крупные эвтектические выделения интерметаллидной  $\gamma'$ -фазы размером  $20$ – $90$  мкм ( $10$  об. %). Внутри эвтектических частиц наблюдаются изолированные включения твердого раствора толщиной от  $0,4$  до  $2$  мкм, длиной  $5$ – $12$  мкм.

После ступенчатой термообработки развивается коагуляция частиц  $\gamma'$ -фазы в центральных областях дендритных ячеек и происходит формирование бимодальной структуры интерметаллидной фазы с наличием как крупных ( $1$ – $2$  мкм), так и мелких ( $100$  нм) частиц. Коагуляцию можно наблюдать как на оптических микрофотографиях, так и на электронно микроскопических изображениях. Дисперсные включения вторичной  $\gamma'$ -фазы размером порядка  $50$  нм образуются при ТО как в прослойках  $\gamma$

твердого раствора, так и во включениях твердого раствора, находящихся внутри частиц эвтектической  $\gamma'$ -фазы.

После высокотемпературных испытаний во всех образцах наблюдаются обширные участки, в которых происходило растворение  $\gamma'$ -фазы с последующим ее выделением при охлаждении. Размер частиц контролируется скоростью охлаждения.

Анализ микроструктуры образцов вблизи поверхности разрушения для образцов, испытанных при 1100°C, выявил резкое повышение плотности дислокаций, происходит фрагментация структуры, рис. 1. Под действием напряжений начинается направленная коагуляция частиц  $\gamma'$ -фазы, рис. 2. Внутри частиц эвтектической  $\gamma'$ -фазы увеличивается количество изолированных включений твердого раствора ( $\gamma$ -фазы), в которых при охлаждении от температуры испытаний образуются дисперсные включения  $\gamma'$ -фазы. В областях образца вблизи поверхности разрушения развивается начальная стадия рекристаллизации, которая сопровождается появлением в деформированной матрице новых зерен размером 0,6-0,8 мкм, окруженных большеугловыми границами, рис. 3.

При испытаниях на 1200 и 1250°C рекристаллизации не наблюдалось, релаксация напряжений происходит по механизму динамического возврата: присутствует большое число малоугловых границ, которые пронизывают весь образец. Границы эти очень широкие, с малой угловой разориентацией соседних областей (1°–2°). Различие состоит в том, что при 1200°C малоугловые границы пересекают обширные области твердого раствора, огибая крупные бездефектные частицы, рис. 4. При 1250°C происходит фрагментация самих частиц  $\gamma'$ -фазы, рис. 5.

В табл. 1 приведены результаты механических испытаний сплава ВКНА-4У литого и после термообработки с замедленным охлаждением.

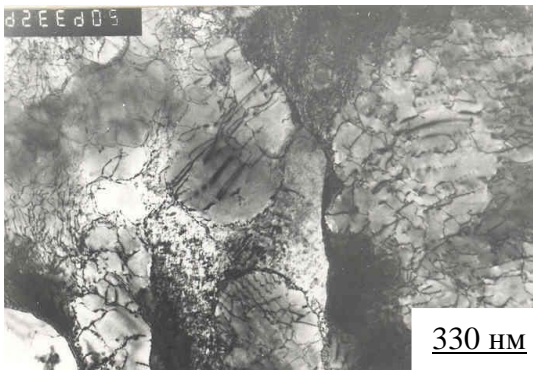
Ранее нами проведена оценка скорости растворения  $\gamma'$ -фазы в сплаве ВКНА-4У методом высоко-температурной рентгенографии [3]. Деформация ускоряет процесс растворения  $\gamma'$ -фазы. При нагреве до 1100°C со скоростью 5 %/мин предварительно деформированного образца (7 %) растворяется до 15 %  $\gamma'$ -фазы независимо от термообработки; при нагреве до 1200°C объемная доля растворившейся  $\gamma'$ -фазы для литого и ТО образца находится в соотношении 25 и 30 %; при 1250°C соотношение 35 и 45 %, соответственно.

Таким образом, для образцов сплава ВКНА-4У, как в литом, так и в ТО состоянии при нагреве до 1100°C по рентгеновским данным скорость растворения  $\gamma'$ -фазы одинакова. В этом случае исходно более высокое содержание упрочняющей фазы после ступенчатой термообработки обеспечивает преимущество таким образцам перед литыми при механических испытаниях. Повышение температуры до 1200°C обнаруживает нестабильность  $\gamma'$ -фазы в ТО образце по отношению к растворению и лучшими механическими свойствами обладает литой образец.

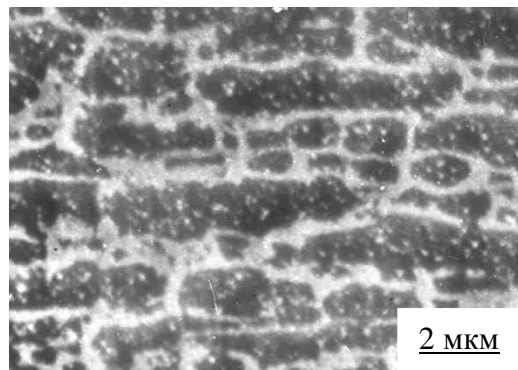
**Таблица 1.** Механические свойства образцов сплава ВКНА-4У

Состояние сплава		$\sigma_{0,2}$ , МПа	$\sigma_B$ , МПа	$\delta$ , %
1100°C	литой	383	408	21,0
	1280°C, 5 ч +900°C, 27 ч	420	430	22,0
1200°C	литой	130	136	20,8
	1280°C, 5 ч +900°C, 27 ч	118	127	22,4
1250°C	литой	125	130	24,6

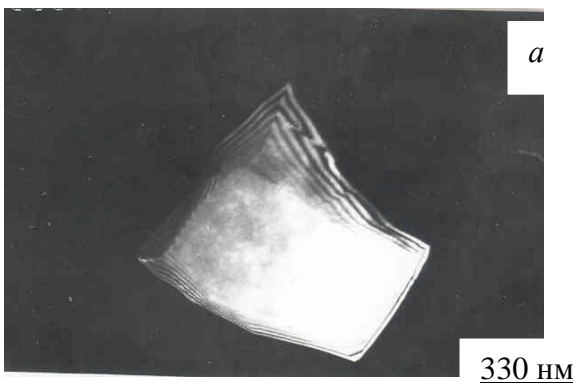
*Работа выполнена по бюджетной теме ИФМ УрО РАН «Структура» с частичной финансовой поддержкой Госконтракта № 02.513.11.3197 и гранта РФФИ-Урал № 07-03-96122.*



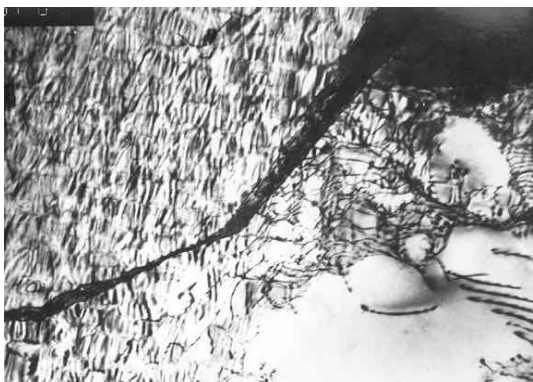
**Рис. 1.** Структура литого образца, деформированного при 1100°C.



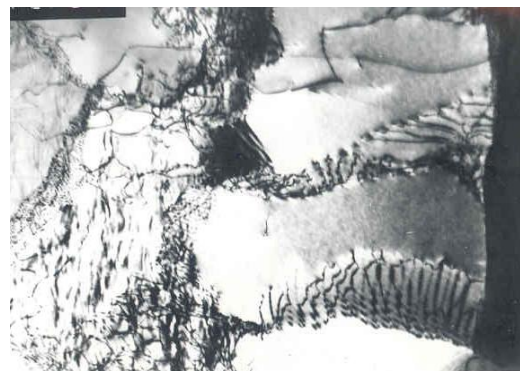
**Рис. 2.** Структура в шейке ТО образца, деформированного при 1100°C.



**Рис. 3.** Новое зерно в деформированной матрице вблизи зоны разрушения: *а* – темнопольное изображение в матричном рефлексе; *б* – электронограмма.



**Рис. 4.** Малоугловые границы в литом образце при деформации на 1250°C.



**Рис. 5.** Фрагментация частиц  $\gamma$ -фазы в литом образце при деформации на 1250°C.

### Список литературы

1. Каблов Е.Н., Базылева О.А., Воронцов М.А. Новая основа для создания дитейных высокотемпературных жаропрочных сплавов// *МиТОМ*. - 2006. - № 8. - С. 21-25.
2. Поварова К.Б., Казанская Н.К., Бунтушкин В.П., Костогряз В.Г., Бахарев В.Г., Миронов В.И., Базылева О.А., Дроздов А.А., Банных И.О. Термостабильность структуры сплава на основе  $Ni_3Al$  и его применение в рабочих лопатках малоразмерных ГТД// *Металлы*. – 2003. - № 3. – с. 95-100.
3. Степанова Н.Н., Родионов Д.П., Сазонова В.А., Акшенцев Ю.Н., Турхан Ю.Э. Высокотемпературное рентгеновское исследование монокристаллов  $\langle 001 \rangle$  жаропрочного сплава на основе интерметаллида  $Ni_3Al$ // *ФММ*. – 1997. - Т. 84. - Вып. 6. - С. 130-138.

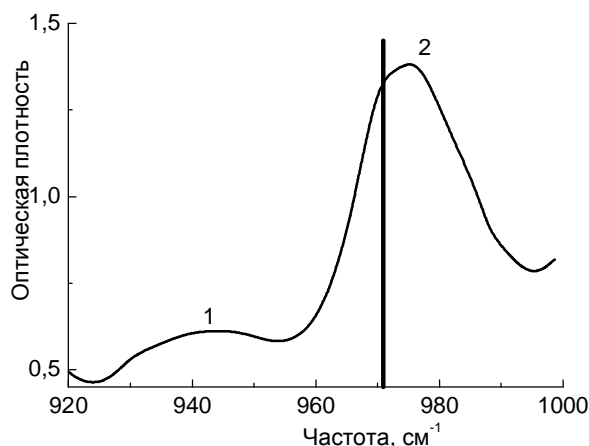
## «ЗАКАЛОЧНЫЕ» НАПРЯЖЕНИЯ В АМОРФНОМ ПОЛИМЕРЕ

Кулик В. Б., Веттегрень В. И.

Физико-Технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия  
[vitaly.kulik@mail.ioffe.ru](mailto:vitaly.kulik@mail.ioffe.ru)

Целью настоящей работы являлось исследование при помощи инфракрасной (ИК) спектроскопии так газываемых «закалочных» напряжений в образцах аморфного полимера – полиэтилентерефталата (ПЭТФ). Пленки ПЭТФ толщиной  $\approx 200$  мкм, готовили прессованием из расплава и охлаждением в воде при комнатной температуре. Для сравнения были получены ИК-спектры закристаллизованных пленок ПЭТФ, полученных путем выдержки при температуре в течение 6 часов при 430 К.

Из рис. 1 видно, что в ИК-спектре аморфного образца наблюдаются две полосы, смещенные в сторону низких и высоких частот по отношению к положению одиночной полосы  $972 \text{ см}^{-1}$  в спектре закристаллизованного образца. Эта полоса соответствует колебаниям выпрямленных (трансконформация) участков молекул ПЭТФ длиной  $\approx 1$  нм [1, 2].



**Рис. 1.** Полоса  $972 \text{ см}^{-1}$  в ИК спектрах ПЭТФ при комнатной температуре. Вертикальной линией обозначено положение данной полосы для закристаллизованного образца.

скопический коэффициент. Для полосы  $972 \text{ см}^{-1}$   $\alpha \approx -10 \text{ см}^{-1}/\text{ГПа}$  [4].

Известно [5], что форма полос отражает распределение напряжений по участкам молекул. Полученное из спектров распределение показано на рис. 2. Область напряжений выше нуля соответствует растяжению, а ниже – сжатию. Интенсивность пиков пропорциональна концентрации нагруженных участков образца.

Из рисунка видно, что средние напряжения на растянутых участках составляют  $\sim 2,7$  ГПа, а на сжатых –  $0,4$  ГПа.

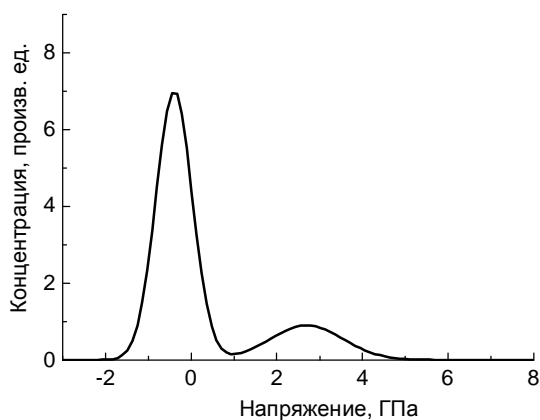
Температурные зависимости средних напряжений растяжения и сжатия на участках молекул длиной  $\sim 1$  нм представлены на рис. 3. Видно, что они уменьшаются приблизительно линейно при повышении температуры, стремясь к 0 при  $\sim 360$  К (температура стеклования  $T_g$ ).

Один из механизмов образования напряжений – сворачивание и разворачивание молекул путем, поворота вокруг одной из углерод-углеродных связей на  $\approx 120^\circ$ .

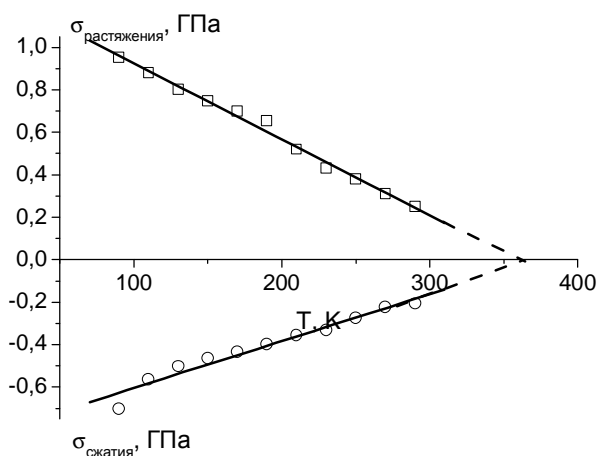
Как известно [3], смещение полос в спектрах полимеров обусловлено деформацией скелета макромолекул полимеров, т.е. напряжениями на них. Смещение в сторону низких частот соответствует напряжениям растяжения, в сторону высоких – сжатия. Таким образом, одна часть участков молекул в аморфном ПЭТФ растянута, а вторая – сжата. Связь между смещением частотой максимума  $\nu$  и напряжением  $\sigma$  имеет вид [3]

$$\nu = \nu_0 - \alpha\sigma, \quad (1)$$

где  $\nu_0$  – частота максимума полосы в закристаллизованном образце,  $\alpha$  – механоспектроскопический коэффициент.

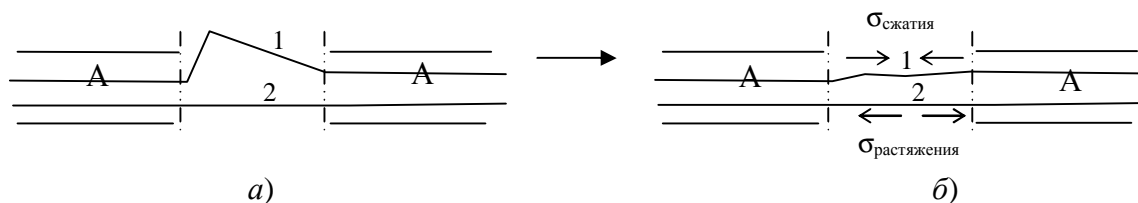


**Рис. 2.** Распределение напряжений по участкам молекул в аморфном ПЭТФ при комнатной температуре



**Рис. 3.** Температурные зависимости средних напряжений растяжения и сжатия на участках макромолекул длиной  $\sim 1$  нм в аморфных образцах ПЭТФ

ными размерами  $\sim 2-3$  нм, в которых участки молекул выпрямлены и уложены параллельно друг другу. Предположительная схема возникновения напряжений растяжения и сжатия в такой структуре показана на рис.4.



**Рис. 4.** Предположительная схема возникновения напряжений: *a* – положение до «разворота», *б* – после разворота молекулы. Участок молекулы 1 сжимается, а 2 – растягивается. А – области ближнего порядка.

При этом длина данного участка молекулы изменяется, что ведет к появлению сжимающих и растягивающих напряжений на соседних выпрямленных участках. Выше температуры стеклования повороты совершаются с частотой  $\approx 10^6$  Гц и напряжения быстро релаксируются. Температура стеклования ПЭТФ составляет  $\approx 360$  К. При комнатной и более низких температурах такие повороты заторможены, причем тем больше, чем ниже температура. С другой стороны понижение температуры способствует разворачиванию молекул. Действительно, как показали измерения, при понижении температуры концентрация вытянутых транс участков в изученном полимере растет. При "разворачивании" примыкающий к области разворота участок молекулы сжимается, а аналогичные участки в соседних молекулах – растягиваются. Т.к. подвижность молекул понижена, эти напряжения существуют длительное время. При повышении температуры подвижность увеличивается и напряжения релаксируются.

Как известно, макромолекулы в аморфном состоянии полимеров, в том числе и ПЭТФ, находятся в конформации статистического клубка. В таком клубке существуют области ближнего порядка с линей-

Таким образом, проведено исследование внутренних напряжений на участках длиной ~1 нм в аморфных образцах ПЭТФ в широком диапазоне температур. Показано существование напряжений, как растяжения, так и сжатия. Эти напряжения уменьшаются при повышении температуры. Такое поведение напряжений объяснено поворотом-изомерных переходов в полимере и изменением молекулярной подвижности при изменении температуры.

#### Список литературы

1. Manley T.R., Williams D.A.// J. Polymer Sci. (C). 1969.V. 22. P. 1009.
2. Dechant J., Danz R., Kimmer W., Schmolke R. Ultrarotspectroscopische Untersuchungen an Polymeren. Akademie Verlag, Berlin. 1972. 474 p.
3. Журков С.Н., Веттегрень В.И., Корсуков В.Е., Новак И.И. //Физ. твёрдого тела. 1969. Т. II. Вып. 2. С. 290.
4. Веттегрень В.И., Марихин В.А., Кулик В. Б., Титенков Л.С.// Физ. твердого тела. 2002, Т. 44. Вып. 12. С. 2234.
5. Vettegren V.I., Novak I.I., Friedland K.Ju. // Int. J. Fracture. 1975. V.11. № 5. P. 789.

УДК 538.951

### ВЛИЯНИЕ ПОДАТЛИВОСТИ МАТИЦЫ НА ПРОЧНОСТЬ ВОЛОКНИСТОГО УГЛЕРОД-УГЛЕРОДНОГО КОМПОЗИТА

**Веттегрень В. И., Башкарев А. Я.\*, Бараусов А. В.\***

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

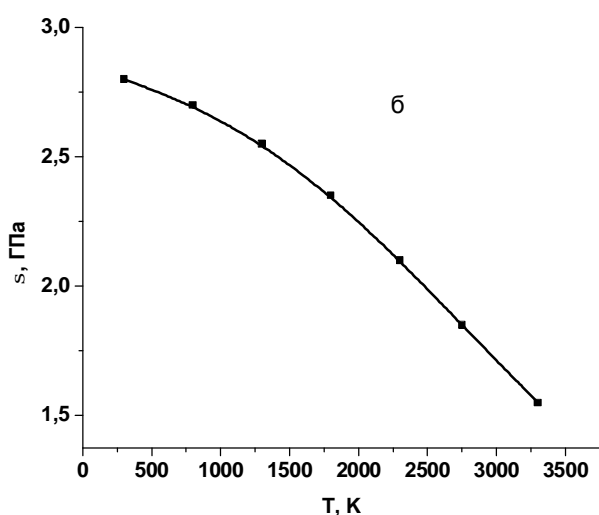
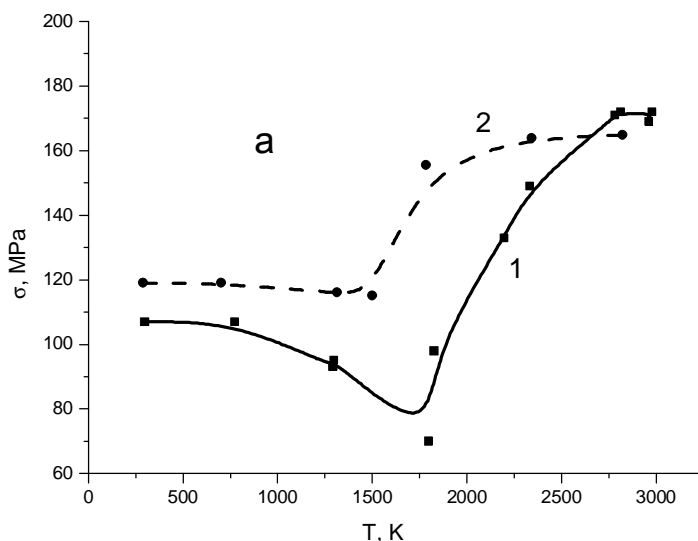
[Victor.Vettegren@mail.ioffe.ru](mailto:Victor.Vettegren@mail.ioffe.ru)

В последнее время стала весьма актуальной проблема прогнозирования разрушения трехмерных углерод - углеродных композиты в широком диапазоне температур – до 3300 К [1]. Как показал ранее проведенный анализ [2,3] возникающие здесь трудности связаны с резким увеличением податливости углеродной матрицы при температурах, превышающих 1700 – 1800 К. Для примера, на рис. 1 показаны температурные зависимости прочности двух волокнистых углерод-углеродных композитов.

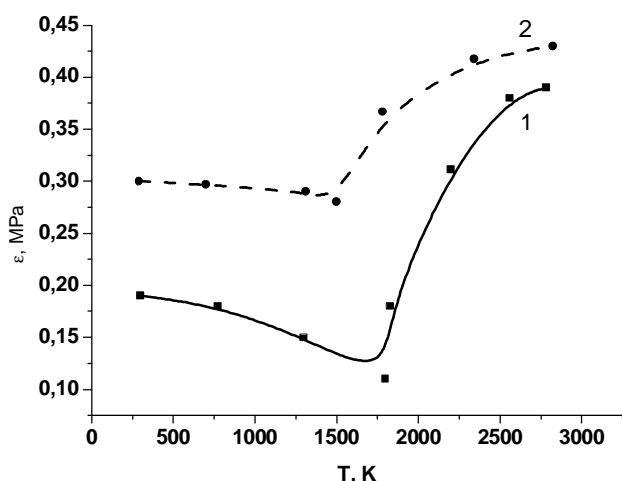
Видно, что разрывная прочность при повышении температуры до 1500–1700 К либо уменьшаются (образец №1) либо не изменяются (образец №2), а при более высоких температурах растет. В тоже время прочность углеродного волокна уменьшается монотонно во всем диапазоне температур.

На рис. 2 показана температурная зависимость разрывной деформации композита. Видно, что, как и прочность, разрывная деформация при повышении температуры 1500 – 1700 К либо уменьшаются (образец №1) либо не изменяются (образец №2), а при более высоких температурах растет. Между ними наблюдается линейная корреляция (рис. 2). Следовательно, немонотонность температурной зависимости прочности связана с температурной зависимостью деформации композита.





**Рис. 1.** Температурные зависимости прочности образцов волокнистого углерод-углеродного композита, изготовленных по разной технологии (а) и углеродного волокна (б)

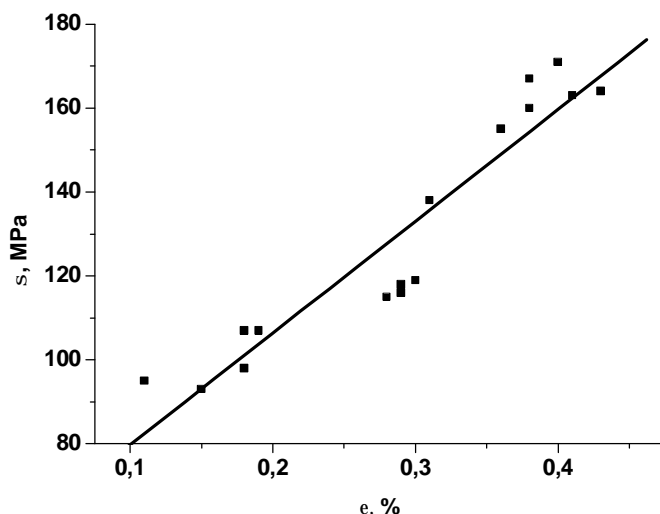


**Рис. 2.** Температурная зависимость разрывной деформации композита.

При анализе приведенных результатов необходимо учесть, что упругость матрицы приблизительно на 2 порядка меньше прочности углеродных волокон и основную долю нагрузки, приложенной к композиту "несут" волокна.

В свою очередь, волокна, уложены в нитях недостаточно регулярно, и механическое напряжение распределяется по ним неравномерно. При комнатной температуре матрица находится в стеклообразном состоянии, и "прочные" адгезионные связи между ней и волокнами препятствуют их проскальзыванию относительно друг друга и "выравниванию" напряжений. Однако, при повышении температуры прочность адгезионных связей между волокном и матрицей уменьшается и при 1800 К, они становятся неспособными воспрепятствовать перемещению волокон относительно друг друга. Несмотря на то, что прочность волокон продолжает уменьшаться, выравнивание напряжений на волокнах нивелирует этот эффект и вызывает увеличение прочности.

При 3000 К прочность композита достигает максимальных значений  $\approx 180$  МПа. Прочность волокна при этой температуре  $\approx 1,7$  ГПа. Оценим прочность виртуального образца из выпрямленных волокон, уложенных параллельно приложенной силе. Площадь поперечного сечения волокон в исследованных композитах  $\approx 0,25$  м<sup>2</sup>, что дает прочность  $\approx 430$  МПа. Отсюда следует, что перенапряжения на волокнах из-за их неидеальной укладки в композите при 3000 К –  $430/180 \approx 2,5$ .



**Рис. 3.** Связь между разрывными напряжением и деформацией композита.

При комнатной температуре энергия теплового движения не способна «разорвать» адгезионные связи между волокнами и матрицей, а ее податливость мала. По этой причине перенапряжения на волокнах больше. В этих условиях прочность обоих образцов композита  $\approx 120$  МПа, а виртуального образца из идеально уложенных в направлении механической силы -  $\approx 660$  МПа. Это дает коэффициент перенапряжений  $\approx 660/120 = 5,5$ .

Таким образом, увеличение разрывной деформации и ослабление прочности

адгезионных связей между волокнами и матрицей способствует выравниванию напряжений на них, в результате чего перенапряжения на волокнах уменьшаются, а прочность композита возрастает приблизительно в 2 раза.

#### Список литературы

1. Chollon G., Takahashi J.. Composites. Part A. 1999. V. 30. P. 507.
2. Веттегрень В.И., Башкарев\* А.Я., Бараусов В.А., Савицкий А.В., Заалишвили Н.И. ХУП Петербургские чтения по проблемам прочности. 10-12 апреля 2007 г. Сборник материалов. Ч. II. СПбГУ: СПб. 2007. с. 75-77.
3. В.И. Веттегрень, А.Я. Башкарев, А.В. Бараусов, А.Д. Габараева, В.А. Пикулин, А.В. Савицкий. ЖТФ. 2008. Т. 78. В. 1. С. 63-67.

УДК 535.378

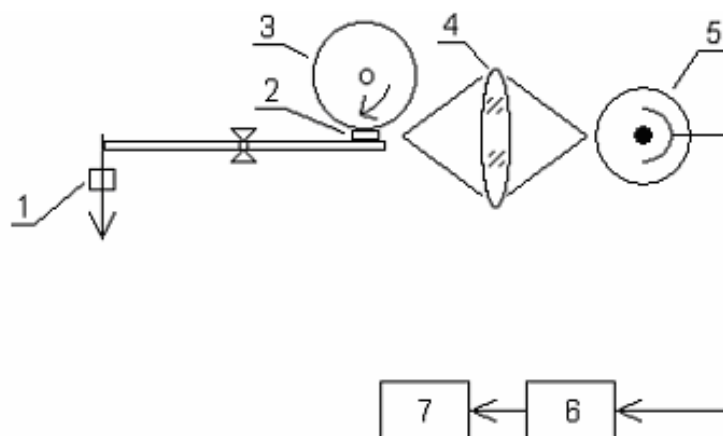
### ДИНАМИКА ТРЕЩИН В ПОЛИМЕРАХ ПРИ СУХОМ ТРЕНИИ

**Веттегрень В. И., Ляшков А. И., Щербаков И. П.**

*Физико-Технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

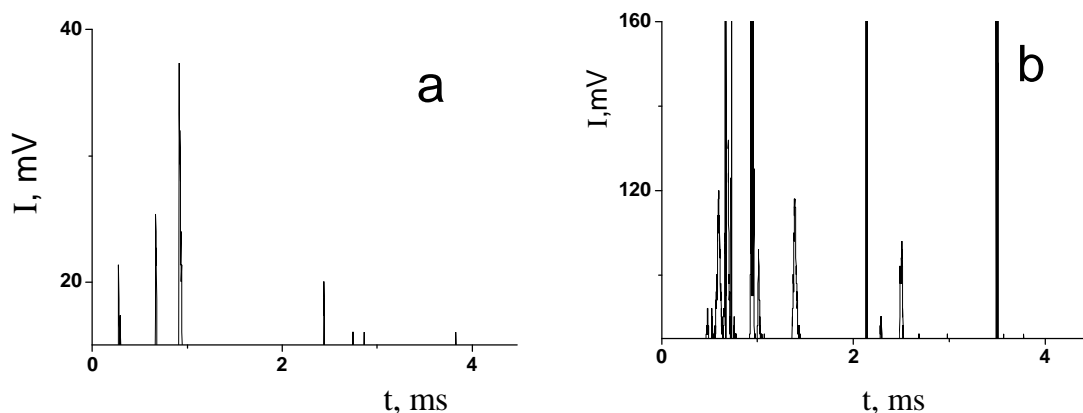
[Victor.Vettegren@mail.ioffe.ru](mailto:Victor.Vettegren@mail.ioffe.ru)

Известно, что при трении под влиянием механических напряжений и теплового движения химические связи в полимерных молекулах разрываются. Разорванные концы молекул расположены, главным образом, на берегах растущих трещин и выделяют энергию электронного возбуждения в виде света в видимой области спектра – триболюминесценции. Мы исследовали динамику вспышек триболюминесценции при трении полимеров (полиэтилен, полипропилен, полиамид 6, полифениленсульфид, политетрафторэтилен, полиметилметакрилат) о стальной валик. С этой целью построили установку схематически изображенную на рис.1.



**Рис. 1.** Схема установки для исследования люминесценции при трении полимеров о стальной валик: 1 – груз, 2 – образец, 3 – стальной валик, 4 – кварцевая линза, 5 – фотоумножитель, 6 – аналогоцифровой преобразователь, 7 – персональный компьютер.

При трении люминесценция выделяется в виде отдельных вспышек (рис. 2).



**Рис. 2.** Временные зависимости интенсивности вспышек триболюминесценции а) тефлон, б) органическое стекло.

Их анализ показал, что в зависимости от интенсивности вспышек и частоте их появления все полимеры можно разбить на две группы. К первой относятся полимеры "мягкие" полимеры, для которых комнатная температура  $T_R$  выше температуры стеклования  $T_g$ , а ко второй "жесткие", для которых  $T_g > T_R$ . Интенсивность и частота появления вспышек триболюминесценции при трении полимеров первой группы в несколько раз меньше, чем при трении второй. Например, максимальная интенсивность вспышек при трении тефлона (представителя первой группы,  $T_g \approx 150 K$ )  $\approx 38 mV$ , а частота их появления от  $\approx 1-3 imp/ms$  (рис.2а). Для типичного представителя второй группы – органического стекла максимальная интенсивность  $\approx 160 mV$ , а частота их появления  $20 - 30 imp/ms$  (рис.2б). Ранее было показано, что интенсивность вспышек линейно связана с площадью поверхности образующихся при трении трещин. Поэтому из выше описанных результатов следует, что в жестких и твердых полимерах, в отличие от мягких и пластичных, трещины появляются чаще и их размеры варьируются в более широком диапазоне.

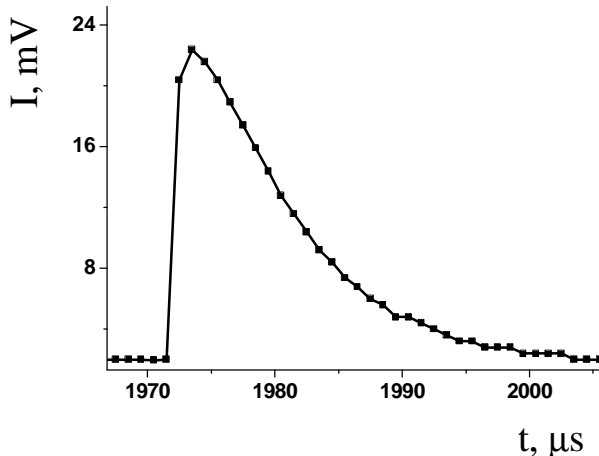


Рис. 3. Формы одиночной вспышки триболом-  
несценции полифениленсульфида.

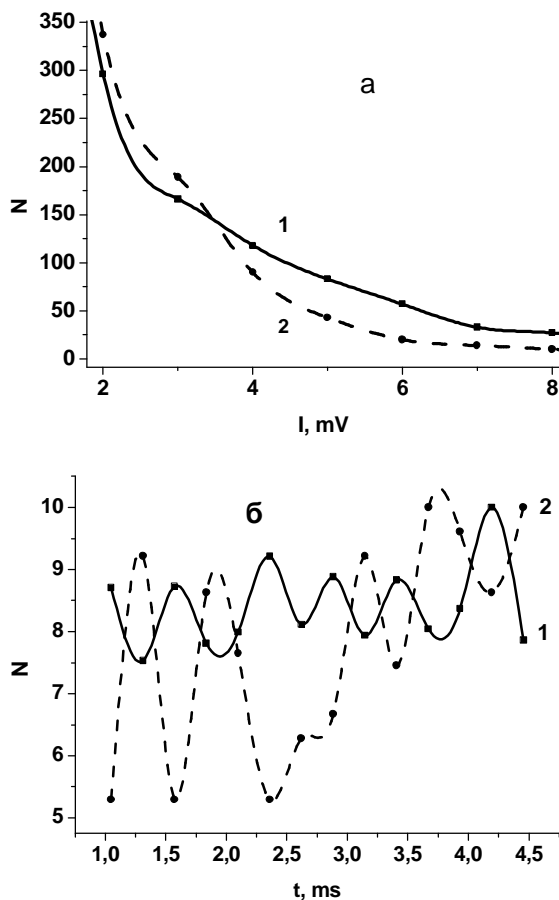


Рис. 4. а) Распределение импульсов триболом-  
несценции по интенсивности при трении органи-  
ческого стекла в различные моменты времени  
после начала трения,  $t$ , с.: 1 – 5; 2 – 6. б)

Этот эффект можно объяснить следующим образом. В начале процесса изнашивания в основном образуются "мелкие" трещины, формирующие первый ансамбль. Когда расстояния между ними становятся достаточно малыми, поля перенапряжений от близко расположенных трещин складываются, что способствует зарождению более крупных трещин. В результате начинают формироваться трещины, образующие вто-

На рис.3 показана вспышка три-  
боломнелесценции при трении пла-  
стинки из полифениленсульфида.  
Такую же форму имели вспышки  
триболомнелесценции и от других  
полимеров. Интенсивность за время  
1–3 мкс увеличивается, достигает  
максимального значения и затухает  
экспоненциально от времени. Пе-  
редний фронт вспышек отражает  
рост трещины, а задний связан со  
временем затухания люминесценции  
после ее остановки.

Известно, что максимальная  
скорость  $V_m$  роста трещин в полиме-  
рах составляет  $\approx 0,3 - 1$  км/с. Интен-  
сивность триболомнелесценции во  
вспышках растет в течение 1–3 мкс.  
За это время трещины вырастают на  
0,3 – 3 мм. Как раз таких размеров  
трещины и наблюдаются на поверх-  
ности полимеров при помощи опти-  
ческого микроскопа.

Осцилляции числа вспышек  $N$  с  
различной интенсивностью: 1 – 1 мV; 2  
– 6 мV. Т.к. интенсивность вспышек  
пропорциональна числу разорван-  
ных химических связей, т.е. площа-  
ди трещин, она может быть исполь-  
зована для изучения динамики тре-  
щин при трении. Для примера, на  
рис. 4а показано распределение  
вспышек по их интенсивности через  
5 и 6 с после начала трения пластин-  
ки ПММА о стальной вал.

Видно, что число вспышек с  
интенсивностью от 1 до 3,5 мV уве-  
личилось, а от 3,5 до  $\approx 10$  мV –  
уменьшилось. На следующем ри-  
сунке (рис.4б) показаны зависимо-  
сти числа импульсов с интенсивно-  
стью  $\approx 1$  и  $\approx 6$  мV от времени. При  
трении ПММА образуется два ан-  
самбля трещин, площадь поверхно-  
сти которых различается в  $\approx 6$  раз, а  
диаметр - в  $\approx 2,5$  раза. Число таких  
трещин изменяется в противофазе.

рой ансамбль. Увеличение концентрации крупных трещин ведет к разрушению слоя материала около зоны трения. После удаления разрушенного материала вновь начинается процесс накопления трещин первого ансамбля, и т.д. В результате число трещин в первом и втором ансамблях осциллирует во времени в противофазе.

После того, как трещина останавливается, и новые концы молекул перестают образовываться, интенсивность люминесценции  $I$ , в согласии с теорией уменьшается со временем  $t$  экспоненциально:

$$I = I_m \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right)$$

где  $I_m$  – интенсивность в максимуме вспышки (т.е. в момент остановки трещины), а  $\tau_r$  – среднее время затухания. Проведенные нами измерения показали, что среднее время затухания вспышек зависит от химического строения полимера. Например, для кварцевых волокон оно составляет – 13, стеклянных волокон – 10, ПММА – 70, ПТФЭ – 17. Это означает, что время релаксации можно использовать для определения химического строения полимера.

### **Заключение**

1. В жестких и твердых полимерах, в отличие от мягких и пластичных, трещины появляются чаще и их размеры варьируют в более широком диапазоне.
2. Анализ формы вспышек позволяет наблюдать за ростом и остановкой трещин, а также определять химическое строение полимеров.
3. Трещины, образующиеся в полимерах при трении, формируют 2 ансамбля. Средние размеры трещин в ансамблях различаются приблизительно в 2 – 3 раза, а концентрация изменяется в противофазе.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 07-08-13533- офи-ц.*

## **ИНЖЕНЕРНОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ТЕКСТИЛЬНЫХ КОНСТРУКЦИОННЫХ КОМПОЗИТОВ С ПОВЫШЕННОЙ УДЕЛЬНОЙ ПРОЧНОСТЬЮ И ЖЕСТКОСТЬЮ**

**Столяров О. Н**

*Санкт-Петербургский государственный университет технологии и дизайна,*

*Санкт-Петербург, Россия,*

[oleg.stolyarov@rambler.ru](mailto:oleg.stolyarov@rambler.ru)

Возникающая на сегодняшний день огромная потребность в легковесных конструкционных материалах с высокой прочностью, жесткостью и надежностью привела к многочисленным исследованиям, направленным на разработку новых композиционных материалов. Современные тенденции в производстве композитов заключаются в расширении области их применения от второстепенных, не несущих нагрузки, элементов к первостепенным несущим конструкционным элементам. Данные материалы представляют собой комбинацию высокой прочности и жесткости, которая может быть сравнима или даже быть лучше, той, которая имеется у многих традиционных конструкционных материалов, например, таких как металлы. Из-за низкого удельного веса, высокого отношения прочности к весу, а также как и жесткости к весу данные материалы заметно превосходят по свойствам металлы. В дополнении к этому высокая усталостная прочность, коррозионная стойкость, низкая электро-

проводность делают данные композиционные материалы незаменимыми для использования при решении многочисленных задач.

Композиционные материалы на текстильной основе представляют собой особый класс современных материалов - текстильные композиты, которые успешно используются в различных отраслях промышленности связанных с автомобиле-, корабле- и авиастроением. При производстве композиционных материалов традиционно применяются различные текстильные полотна: тканые, вязаные, плетеные [1], механические свойства которых определяются наличием высокопрочных и высокомодульных нитей в их структуре. Высокая деформируемость, присущая текстильным полотнам позволяет использовать их для придания необходимой каркасной формы при изготовлении элементов конструкций со сложными профилями поверхности. Выбор традиционных текстильных технологий, в настоящее время, вызывает большой интерес из-за потенциальной возможности производства сетчатобразных заготовок для изготовления высококачественных текстильных конструкционных композитов [2-4].

При проектировании текстильных композиционных материалов необходим системный подход, который включает в себя определение нагрузок, которые действуют на конструкционный элемент, выбор оптимального вида текстильной технологии для изготовления армирующего полотна, моделирование свойств полотна и т.д. Технология производства определяет структуру расположения волокон или нитей в полотне, что в свою очередь определяет свойства конечного композита. В идеале армирующие нити в полотне могут быть ориентированы в направлении действия нагрузки. Каждая текстильная технология обладает определенной реализацией свойств нитей в структуре полотен, что зависит от таких параметров как размер звена ячейки, ориентация нити, объемная доля волокон, поверхностная плотность и др. Проектирование всех этих параметров необходимо для успешной разработки текстильных композитов.

Проектирование необходимо проводить принимая во внимание иерархическую организацию их структуры [1]. Для получения композитов с заданными свойствами, применимыми в определенных видах изделий, они должны быть сделаны из высокопрочных и высокомодульных нитей. Кроме того, для придания особых свойств данные виды нитей могут быть структурно изменены. Например, могут быть использованы крученые, текстурированные и др. виды нитей для улучшения механического сцепления с матрицей. Свойства получаемых армирующих полотен могут существенно различаться в зависимости от структурной ориентации используемых нитей и вида переплетения. Для выбора текстильного композита с оптимальными свойствами необходимо проанализировать все преимущества и недостатки по отношению к их конкретному назначению, характеристикам и стоимости производства.

*Работа финансировалась по Гранту Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых № МК-2160.2007.8.*

#### **Список литературы**

1. Chou T.W. and KO F.K., Textile Structural Composites, Volume 3, Amsterdam, Elsevier Science Publishers, 1989.
2. Huang Z.M. and S. Ramakrishna, Composites Part A 31, 479 (2000).
3. Leong K.H., S. Ramakrishna, G.A. Bib and Z.M. Huang, Composite Part A 31, 197 (2000).
4. Liyong Tong, Adrian P. Mouritz, Michael K. Bannister, 3-D Fibre Reinforced Polymer Composites Elsevier Science Publishers, Amsterdam, 2002.

## ЭВОЛЮЦИЯ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СТАЛЕЙ ПРИ ДЕФОРМИРОВАНИИ

Митропольская С. Ю.

*Институт машиноведения УрО РАН, г. Екатеринбург,  
[mitr@imach.uran.ru](mailto:mitr@imach.uran.ru)*

### Введение

Изучение эволюции магнитных характеристик материалов в условиях действия напряжений и деформаций создает основу для мониторинга нагруженных элементов конструкций. Для углеродистых сталей, в частности, показана возможность оценки действующих напряжений и деформаций, поскольку выявлено качественное подобие между диаграммой напряжение-деформация и изменением коэрцитивной силы от деформации [1]. Решение поставленной задачи значительно усложняется в случае высоколегированных сталей, в частности, мартенситно-старееющих на основе системы Fe–Cr–Ni–Mo. Материалы этого типа отличаются многообразием гетерофазной структуры, сочетающей различные типы мартенсита (мартенсит охлаждения и мартенсит деформации), различные типы аустенита (остаточный и ревертированный), целый ряд интерметаллидов и других фаз [2,3], которые формируются в результате протекания многостадийных фазовых превращений при температурных и/или силовых воздействиях. При этом в ферромагнитных компонентах стали формируется не менее сложная магнитная доменная структура. Материалы этого класса применяют для особо ответственных изделий, которые в течение длительного срока службы, в том числе при повторно-периодических нагрузках, достигающих предела текучести, должны сохранить заданное сочетание прочности и вязкости разрушения [4]. Аттестация состояния таких изделий перед началом эксплуатации, а также в процессе длительной наработки представляет собой важную задачу на стыке металловедения, физики магнитных явлений, механики разрушения и приборостроения.

### Методика экспериментов

Для исследования были выбраны цилиндрические образцы по ГОСТ 1497 диаметром рабочей части 5 мм, изготовленные из прутковых заготовок экономнолегированной мартенситно-старееющей стали повышенной прочности 03X11H10M2T (ЭП678-ВД) промышленной выплавки. Химический состав исследованного материала (масс. %): Cr – 10,8; Ni – 9,40; Mo – 1,97; Ti – 0,85; Al – 0,28; C ≤ 0,03; Si ≤ 0,15; Mn < 0,10; S < 0,01; P < 0,01; Fe – остальное. Закалка с последующим старением позволила получить различную степень дисперсионного твердения за счет интерметаллидных частиц на основе Ni<sub>3</sub>Ti, размер которых возрастает от 2–3 нм после 400°C до 200 нм после 580°C [5]. В результате высокого отпуска (620 и 660°C) в материале получена двухфазная (a+g)-структура с содержанием ревертированного аустенита 45 и 22% соответственно.

Растяжение и кручение проводили с весьма малым шагом по нагрузке, для регистрации петли магнитного гистерезиса процесс нагружения приостанавливали без разгрузки образцов. Циклическое нагружение с максимальным напряжением 0,95 $\sigma_T$  в режимах растяжение-растяжение, сжатие-сжатие и растяжение-сжатие проводили на образцах, состаренных при 620°C. Перед началом каждого магнитного измерения и по окончании его образец размагничивали. Измерения магнитных характеристик осуществляли на магнитоизмерительном комплексе Ремаграф С500. Магнитный анализ осуществляли по предельным петлям магнитного гистерезиса при макси-

мальном внутреннем поле  $H_{max}$  до 80 кА/м, при этом погрешность измерения напряженности магнитного поля, индукции и намагниченности образца не превышала 3%. Количество мартенсита деформации определяли методом магнитного фазового анализа как разницу между количеством аустенита в исходном состоянии и его количеством, определенным в процессе испытаний на растяжение. Для намагниченности насыщения исследуемого образца вводили поправку по Б.А. Апаеву [6], учитывающую влияние легирующих элементов. Результаты магнитного фазового анализа были проверены с применением стандартных рентгеновских методик. Расхождение между полученными значениями составило менее 3%.

### Результаты экспериментов и их обсуждение

Влияние одноосного растяжения вдоль оси стержня на его магнитные характеристики было исследовано после старения в широком интервале температур (от 400 до 660°C).

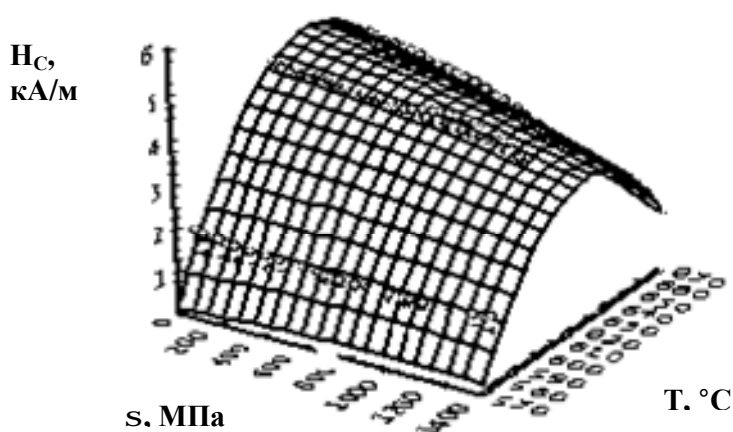


Рис. 1. Зависимость  $H_c$  от приложенных напряжений при одноосном растяжении стали ЭП678 после закалки с последующим старением при температуре 580, 620 и 660°C

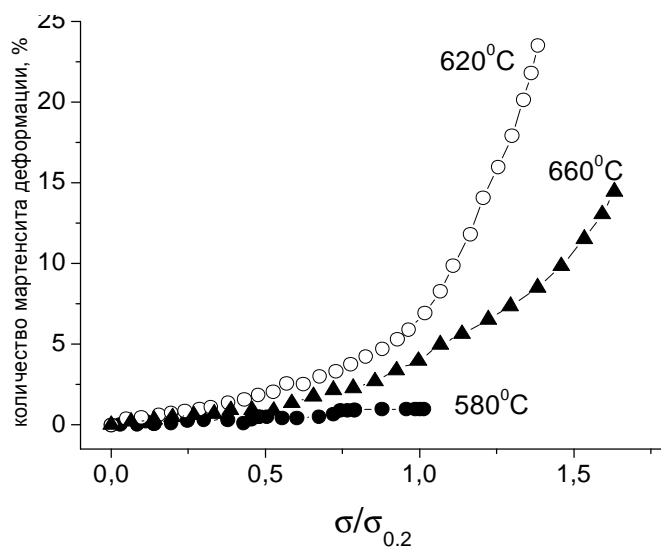


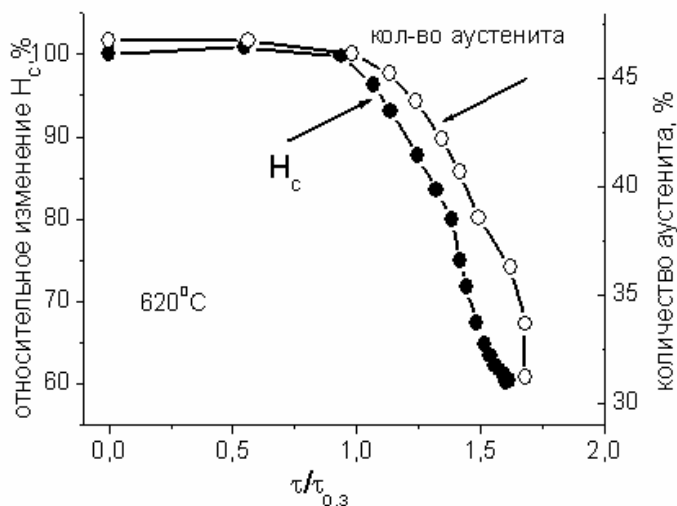
Рис. 2. Количество мартенсита деформации как функция растягивающих напряжений, нормированных на величину  $\sigma_{0.2}$ . Цифрами указаны  $T$  старения.

На рис. 1 приведены поверхности значений коэрцитивной силы в зависимости от приложенных напряжений, которые позволяют оценить деформационное поведение  $H_c$  в интервале температур старения от 580 до 660°C. На рис. 2 показано количество  $\alpha'$ -мартенсита деформации как функция приложенных растягивающих напряжений, нормированных на величину предела текучести  $S_{0.2}$ . Из рис. 2 видно, что при растяжении заметное образование мартенсита деформации может происходить при напряжениях ниже предела текучести  $S_{0.2}$ .

Влияние кручения на магнитные свойства стали показано на рис. 3, где приведены относительные изменения коэрцитивной силы как функция касательных напряжений, для образцов, состаренных при 620°C (значение коэрцитивной силы в термообработанном состоянии взято за 100%). Здесь же приведено изменение количества аустенита, вычисленного по намагниченности насыщения. Из рисунков



видно, что деформационное  $\gamma \rightarrow \alpha$  превращение начинается после достижения условного предела текучести при кручении, а судить об его интенсивности можно по изменениям намагниченности насыщения и по изменениям коэрцитивной силы.



**Рис. 3.** Изменение фазового состава и относительное изменение коэрцитивной силы стали ЭП678 после закалки и старения при  $620^{\circ}\text{C}$  как функция касательных напряжений при кручении, нормированных на величину условного предела текучести при кручении  $\tau_{0,3}$

Циклическое нагружение с максимальным напряжением  $0,95s_T$  образцов, состаренных при  $620^{\circ}\text{C}$ , показало, что при отнулевом растяжении и отнулевом сжатии фазовые превращения протекают с одинаковой невысокой интенсивностью, а при знакопеременном циклировании растяжение-сжатие – значительно активнее, причем за первые 100 циклов количество аустенита уменьшается в два раза.

### Заключение

Обоснована применимость магнитного метода для оперативной диагностики состояния изделий из мартенситностареющей стали с метастабильным аустенитом в процессе эксплуатации. Проведена оценка различных схем нагружения (растяжение, кручение, циклирование) с точки зрения опасности фазовой нестабильности материала в условиях длительной службы.

*Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ и правительства Свердловской области (грант 07-01-97623).*

### Список литературы

1. Горкунов Э.С., Смирнов С.В., Задворкин С.М., Митропольская С.Ю., Вичужанин Д.И. Взаимосвязь между параметрами напряженно-деформированного состояния и магнитными характеристиками углеродистых сталей// ФММ. 2007. №3. С. 1–6.
2. Перкас М.Д., Кордонский В.М. Высокопрочные мартенситностареющие стали. М.: Металлургия. 1970. 224с.
3. Decker R.E., Floreen S. Maraging steels – the first 30 years// The Minerals, Metals and Materials Society. 1988. P. 1-37
4. Пекишев С.А., Солнцев Ю.П., Цветков А.С. Использование коррозионно-стойких мартенситно-стареющих сталей в резьбовых элементах с повышенной ресурсоспособностью// Металлы. 2008. №1. С.42-47.
5. Симонов Ю.Н. Структурные аспекты прочности и трещиностойкости низкоуглеродистых конструкционных сталей: Автореф. докт. техн. наук. Пермь. 2004. 30 с.
6. Апаев Б.А. Фазовый магнитный анализ сплавов. М.: Металлургия, 1976. 280 с.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПОДХОДЫ К ОПРЕДЕЛЕНИЮ КРИТИЧЕСКИХ НАГРУЗОК СМЕНЫ МЕХАНИЗМА ДЕФОРМАЦИИ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ

Тарасов Ю. М., Семашко Н. А., Коптева О. Г., Кольцов А. Г., Чернов А. И.

*ОАО «Объединенная авиастроительная корпорация», г. Москва, Россия,*

[n.semashko@uacrussia.ru](mailto:n.semashko@uacrussia.ru)

*Институт металлургии и материаловедения им. А.А.Байкова, г. Москва, Россия,*

[nik-sem@imet.ac.ru](mailto:nik-sem@imet.ac.ru)

Для оценки состояния материала и для оптимизации расчета ресурса изделий по результатам испытания образцов, представляется целесообразным использовать механические параметры, отвечающие изменению механизма пластической деформации. В работе [1] предлагается использовать параметры микро пластической деформации (ПМД), измеряемые при ступенчатом увеличении нагрузки сжатия на микро образцы до достижения предела текучести для установления корреляционных зависимостей между значениями ПМД и механическими свойствами металлических материалов. В предлагаемой работе на примере сплава ВТ20 приводятся результаты экспериментального подхода к исследованию критических нагрузок, при которых происходит качественная смена механизма деформации в металлических материалах. Образцы плоской формы с сечением рабочего участка 2x2 мм и длиной рабочей части 65 мм деформировались растяжением на испытательной машине У10-1, снабженной высокоточной системой измерения усилия и деформации. Кроме того, установка снабжена оригинальной системой регистрации и обработки акустико-эмиссионной информации, которая позволяет исследовать процесс по нескольким параметрам. В число основных параметров входят: суммарный счет, скорость счета, суммарная энергия, энергия отдельных импульсов, длительность импульсов, амплитуда и т.д. Для исследования процесса деформации были использованы три подхода. Первый связан со ступенчатым растяжением образца и измерением релаксации нагрузки на каждой ступени нагружения. Скорость нагружения составляла 0,023 мм/с, погрешность измерения усилия  $\pm 1$ Н. Второй подход связан со ступенчатым нагружением образца, свободно подвешенным грузом. Измерялось удлинение на каждой ступени нагружения до выхода системы в равновесное состояние. Третий подход связан с регистрацией акустико-эмиссионной информации за весь период релаксации, что позволяет судить о кинетике выхода материала в равновесное состояние. Анализ результатов механических испытаний совместно с акустической информацией для образцов из сплава ВТ20 позволяет сделать следующие выводы:

На релаксационных кривых и на зависимости накопления импульсов акустической эмиссии (АЭ) за время релаксации на каждом уровне нагружения наблюдаются три особые точки. Есть основание считать, что эти точки связаны со сменой механизма процесса деградации структуры нагруженного материала. Необходимо отметить, что некоторые из этих точек более выражены на той или иной зависимости. Этот факт дает возможность корректировать и уточнять их местоположение на экспериментальных кривых. Так, например, первая особая точка более ярко выражена на зависимости  $\Delta l = f(F_n)$  и наблюдается при нагрузке 0,8 кН и соответствует, по всей вероятности, физическому пределу упругости. Подтверждение этому можно получить из анализа акустико-эмиссионной информации. При этой нагрузке для сплава ВТ20 обычно появляются первые импульсы АЭ, обусловленные микро пластичностью в отдельных областях нагруженного образца. На всех зависимостях для

сплава ВТ20 выделяется область в диапазоне нагрузок от 3,0 кН до 3,5 кН. До этой области одинаковое приращение нагрузки вызывает практически одну и ту же пластическую деформацию. Нагрузка 3,5 кН ограничивает область микропластической деформации. Дальнейшее увеличение нагрузки приводит к резкому изменению удлинения и величины релаксации нагрузки. Критические значения нагрузок, при которых меняется механизм деформации, существенно зависят от температуры. Исследование влияния температурного фактора на величину критических нагрузок позволяет расширить представление о механизме деградации структуры материалов под нагрузкой.

#### Список литературы

1. Мадянов С.А., Краев А.П. Исследование начальных стадий пластической деформации на миниатюрных образцах. *Металловедение и термическая обработка металлов*. №3. 1993 г. с. 13-15.

### СПЕКТРАЛЬНЫЙ СОСТАВ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ ПРИ ИНДЕНТИРОВАНИИ, НАГРЕВЕ И ОХЛАЖДЕНИИ ОБРАЗЦОВ ИЗ НИКЕЛИДА ТИТАНА

Черняева Е. В., Волков А. Е., Мерсон Д. Л.\*

*СПбГУ, Санкт-Петербург; \* ТГУ, Тольятти*  
[lena@smel.math.spbu.ru](mailto:lena@smel.math.spbu.ru)

Изучению акустической эмиссии (АЭ) в «сплавах с памятью» посвящено много работ, например [1–4]. Однако до настоящего времени при изучении АЭ в этих материалах использовались только энергетические параметры, такие как общий счет, скорость счета, амплитуда и т.п. Развитие цифровой техники открывает новые возможности изучения акустического излучения не только с традиционной, «энергетической», стороны, но и на основе спектрального анализа сигналов АЭ. В настоящей работе предпринята попытка оценить спектральный состав АЭ при индентировании, нагреве и охлаждении сплава TiNi.

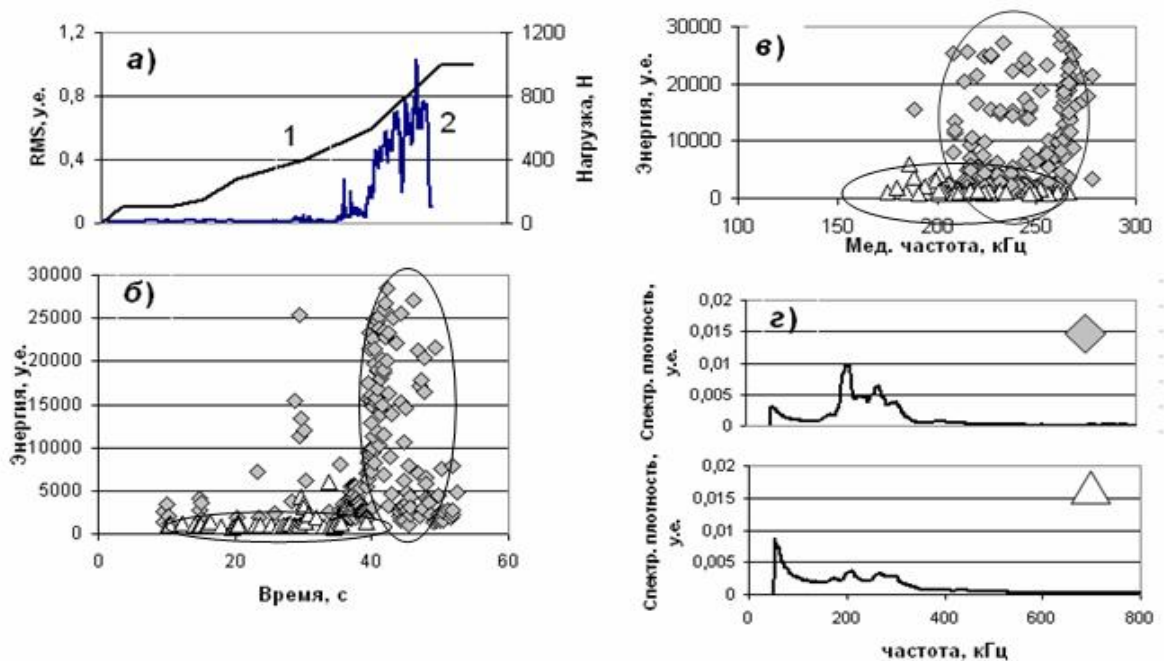
Для исследования были взяты плоские образцы эквиатомного сплава TiNi различной геометрии. АЭ в образцах инициировалась путем внедрения твердосплавного конического индентора на механической испытательной машине ИМ-4А или изменением температуры образца. Для записи и анализа сигналов акустической эмиссии применялась регистрирующая аппаратура и оригинальное программное обеспечение, разработанные в Тольяттинском государственном университете. Установка функционально представляет собой две платы аналого-цифрового преобразования производства ЗАО «Руднев-Шиляев», установленных внутри персонального компьютера и управляемые им. Плата «медленного» АЦП в ходе эксперимента ведет непрерывный сбор медленно меняющихся параметров и сохраняет их на диске. Плата «быстрого» АЦП имеет буферную память и работает в «пакетном» режиме, с большой скоростью записывая во внутреннюю память фрагмент сигнала. Этот фрагмент затем может быть записан в файл на диске в случае превышения сигналом заранее выставленного порогового уровня АЭ или по сигналу от таймера.

В экспериментах были использованы усилитель MSAE-FA010 и датчики MSAE-1300WB-C и MSAE-L2 с общим усилением 87 дБ и достаточно равномерной

амплитудно-частотной характеристикой в области частот до 1000 кГц. Для распознавания и классификации спектральных образов была применена специальная методика [5], позволяющая рассортировать все сигналы на группы по форме кривой спектральной плотности мощности.

#### АЭ при индентировании

Нагружение до предварительной нагрузки 100 Н и затем до максимальной – 1000 Н производилось вручную на механической испытательной машине ИМ-4А, чтобы избежать влияния электрических помех от работающего электродвигателя. Пример записи АЭ и кривой нагружения показан на рис. 1а. Изучение всех зарегистрированных сигналов во временной и частотной областях по методике [5] выявило наличие двух типов сигналов, существенно различающихся по своим параметрам (времени появления, энергии, амплитуде, форме кривой спектральной плотности и медианной частоте\*). При небольших нагрузках, в основном, регистрировались слабые сигналы низкой частоты (на рис. 1б-г обозначены  $\Delta$ ), которые полностью исчезали при нагрузке выше 600 Н. Основную массу сигналов составляли более энергичные и более высокочастотные сигналы ( $\diamond$ ). Представление результатов регистрации АЭ в пространстве признаков «время»–«энергия» (рис. 1б) или «энергия – медианная частота» (рис. 1в) позволяет выделить два обособленных кластера, что свидетельствует о действии двух источников АЭ в TiNi при индентировании [6]. Форма кривой спектральной плотности этих двух видов сигналов показана на рис. 1г.



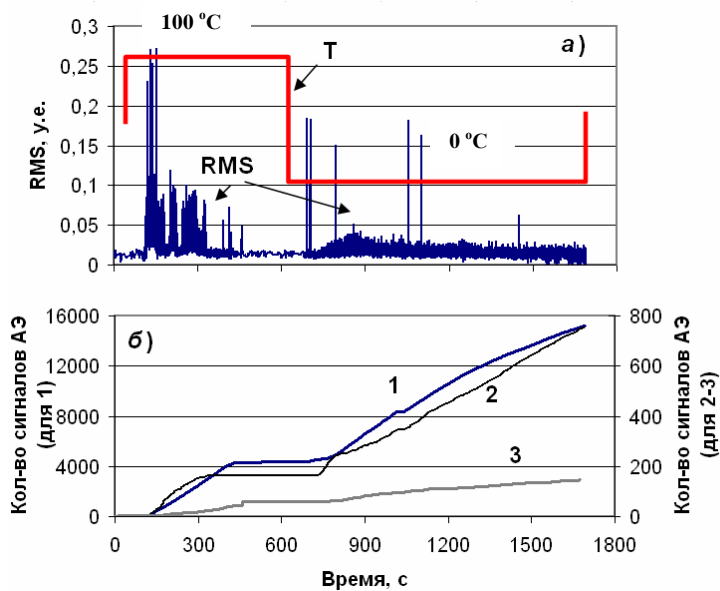
**Рис. 1.** Кривая нагружения (1), АЭ (RMS – среднеквадратичное напряжение на выходе усилителя) (2) (а), расположение сигналов двух видов в пространстве признаков «время–энергия» (б) и «медианная частота – энергия» (в) и форма кривых спектральной плотности мощности для этих сигналов (г)

#### АЭ при нагреве и охлаждении

Для изучения АЭ при фазовых превращениях в никелиде титана образцы последовательно опускали то в кипящую, то в ледяную воду, т.к. и прямое, и обратное мартенситные превращения (МП) в данном сплаве реализуются в пределах этого температурного интервала (0–100 °С). АЭ при нагреве (обратное превращение) во всех случаях была более высокой по амплитуде (RMS на выходе усилителя), чем при

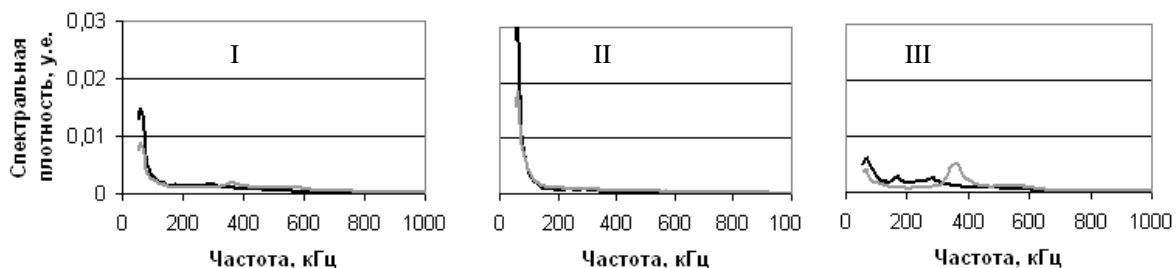
\* Медианная частота – это частота, делящая площадь под кривой спектральной плотности на две равные части.

охлаждении (прямое превращение) хотя по количеству зарегистрированных сигналов прямое превращение существенно превосходило обратное (рис. 2а).

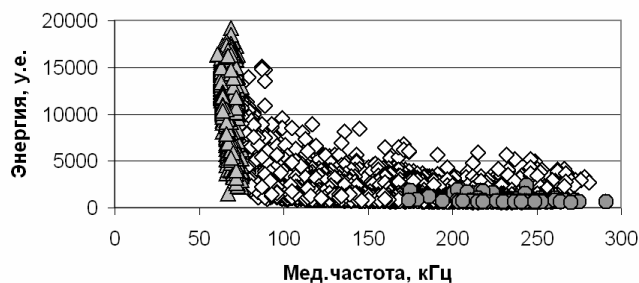


**Рис. 2.** Температурная кривая Т, уровень RMS (а) и общий счет для сигналов АЭ (1-3) разных видов (см. рис.3)

позволяет говорить о существовании только одного источника АЭ [6] в сплаве TiNi. Не вызывает сомнения, что таким источником является образование (охлаждение) и исчезновение (нагрев) пластин мартенсита в зернах разного размера.



**Рис. 3.** Кривые спектральной плотности мощности основных типов сигналов АЭ. Серые кривые – для датчика MSAE-1300WB-C, черные – для датчика MSAE-L2.



**Рис. 4.** Расположение сигналов типов I–III на плоскости «энергия – медианная частота»

Сортировка всех сигналов АЭ на группы по форме кривой спектральной плотности [5] привело к выделению трех групп сигналов АЭ (рис.3). Однако, как видно из рис. 2б, все три вида сигналов присутствуют как при нагреве, так и при охлаждении образцов, все они имеют похожую форму кривых спектральной плотности, а расположение всех сигналов АЭ на плоскости «Медианная частота – энергия» таково, что эти три группы разделить невозможно, т.е. они составляют, по сути, единый кластер (рис.4), что

Геометрия образца и тип датчика оказывали влияние только на количество зарегистрированных сигналов АЭ (в больших (100x12мм) образцах количество зарегистрированных сигналов было существенно выше, чем в маленьких (8x8мм); датчик MSAE-L2 с большей (на порядок) чувствительностью регистрировал больше сигналов, чем менее

чувствительный датчик MSAE-1300WB-C), но практически не влияли на спектральные характеристики (форму кривых спектральной плотности и расположение кластеров в пространстве «энергия – медианная частота» (рис. 3 и 4).

Если сравнить полученные результаты с данными при индентировании, легко видеть различие АЭ при этих двух видах воздействия на образцы TiNi как по форме кривых спектральной плотности (рис. 1г и 3), так и по распределению сигналов АЭ в координатах «медианная частота – энергия» (рис. 1в и 4), что свидетельствует о различных механизмах генерации АЭ при пластической деформации и мартенситном превращении.

Таким образом, изучение спектрального состава сигналов АЭ в никелиде титана и других сплавов «с памятью» может стать весьма чувствительным и эффективным инструментом исследования свойств этих материалов и, особенно в совокупности с другими методами исследования (калориметрические, рентгенографические и др.), несомненно, позволит получить дополнительную информацию о процессах, происходящих при фазовых переходах в этих материалах.

### Список литературы

1. Salzbrenner R. J., Cohen M. On the thermodynamics of thermoelastic martensitic transformations // Acta metall. 1979. Vol. 27, № 5. P. 739-748.
2. Baram J. and Rosen M. Some observations on acoustic emission generated during thermoelastic phase transformation in Al-Ni and TiNi alloy // Scr.Met. -1979.- V.13.- No 7.- P.565-568
3. Лотков А.И., Иевлев И.Ю., Шабаловская С.А. Исследование мартенситных превращений в TiNi и InTi методом акустической эмиссии // Необычные механические свойства сплавов – Киев, 1980. – С.3-4
4. А.И.Потекаев, В.А.Плотников Акустическая диссипация энергии при термоупругих мартенситных превращениях Томск: изд-во НТЛ, 2004 - 196 с.
5. Д.Л. Мерсон, А.А. Разуваев, А.Ю. Виноградов. Применение методики анализа спектральных образов сигналов акустической эмиссии для исследования повреждаемости покрытий TiN на стальной подложке. // Дефектоскопия. - 2002. - № 7. - С. 37-46.
6. В.В. Шип, Г.Б. Муравин, В.Ф. Чабуркин. Вопросы применения метода акустической эмиссии при диагностике сварных трубопроводов // Дефектоскопия, 1993. № 8. С. 17-23.

УДК 620.111.3

## ВЫЯВЛЕНИЕ СОСТОЯНИЙ ТВЕРДЫХ ТЕЛ, ПРЕДШЕСТВУЮЩИХ ИХ РАЗРУШЕНИЮ, МЕТОДАМИ АКУСТОМИКРОСКОПИЧЕСКОЙ ДЕФЕКТОСКОПИИ

Кустов А. И. \*, Мигель И. А.

*\*Воронежский государственный педагогический университет, Россия  
Военный авиационный инженерный университет (Воронеж), Россия  
[akvor@yandex.ru](mailto:akvor@yandex.ru)*

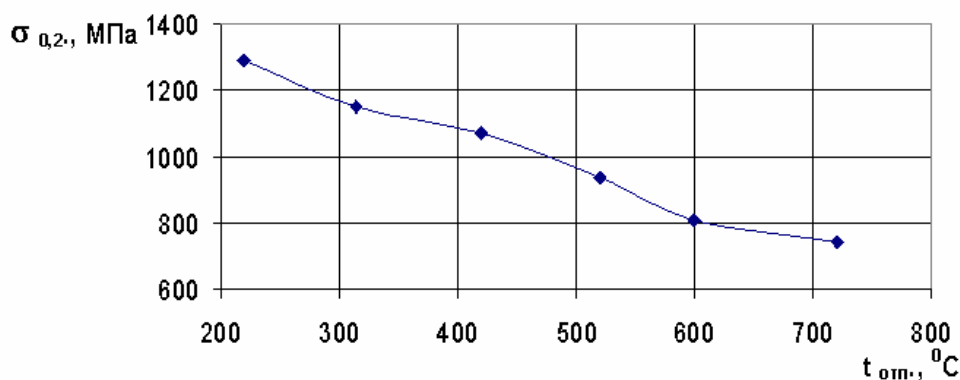
Всегда актуальной являлась задача оценки состояний твердых тел, предшествующих их разрушению. Решение этой задачи эффективно осуществляется в последние 10–15 лет методами акустомикроскопической дефектоскопии [1]. Наиболее важные из них – визуализации и  $V(Z)$  – кривых.

В данной работе объектами изучения были стали, подвергнутые различным внешним воздействиям. Для них рассчитывались значения физических свойств с помощью сканирующего акустического микроскопа САМ [2]. В работах [3,4] было

продемонстрировано, что режим визуализации с относительным сканированием поверхности образца и акустической линзы позволяет получить акустическое изображение структуры объекта. При этом, изменяя расстояние ( $Z$ ) линза-поверхность объекта, можно получать изображения на различной глубине. Снимки позволяют надежно рассчитывать размеры отдельных зерен, оценивать их форму. Известно, что эти параметры в значительной степени определяют прочностные свойства металлических материалов. При этом по изменению размера зерна, в соответствии с законом Холла–Петча,  $\sigma_{0,2} = \sigma_0 + k d_3^{-1/2}$ , можно рассчитать, например,  $\sigma_{0,2}$ . Оценка степени деформации, в том числе, ее значительных локальных изменений, производилась по трансформации формы отдельных зерен, что просто и надежно с применением акустической визуализации.

Другим базовым методом акустической микроскопии является метод  $V(Z)$ -кривых. Он позволяет рассчитывать значения скоростей акустических волн (например, поверхностных  $u_R$ ) с точностью до 0,2%. Деформация металла, возникновение упругих неоднородностей или микротрещин, всё это проявляется в трансформации характерной зависимости выходного сигнала преобразователя  $V$  от расстояния  $Z$  до линзы. Сканируя поверхность образца при ее перемещении в  $x$ - $y$ -плоскости в режиме  $V(Z)$ -кривых, получали профили зависимостей от координат, то есть определяли значения в конкретных, пространственно ограниченных областях (размеры которых изменяли путем задания масштаба). Этот же метод позволяет непосредственно рассчитывать величину упругих неоднородностей, оценивать степень их опасности, как по форме, так и по плотности в растре, без акустомикроскопической визуализации [5].

На рис.1 представлена зависимость  $\sigma_{0,2}$  от температур отжига для стали 18ХГТ. Полученная кривая демонстрирует повышение прочностных свойств при снижении  $t_{отп}$ . Данная закономерность связана, прежде всего, с фактом измельчения аустенитного зерна в процессе поверхностной закалки. Используя результаты стандартных расчётов значений  $S_{0,2}$ , хотя бы для двух точек, применяли метод  $V(Z)$ -кривых, который позволяет определять размер зерна материала по значениям скорости ПАВ.



**Рис. 1.** Экспериментальная зависимость  $\sigma_{0,2}$  от температур отжига для стали 18ХГТ.

На рис.2 и 3 показано, что каждому размеру зерна соответствует различная  $u_R$ . Таким образом, разработанная методика обеспечивает экспрессный расчет  $d_3$ , который подтверждается данными акустической визуализации.

Одной из целей нашей работы было определение прочностных характеристик. В качестве критерия прочности был выбран условный предел текучести  $\sigma_{02}$ . Прочность оценивалась как в режиме визуализации, так и по  $V(Z)$ -кривым. Первый метод предполагал визуальное измерение размера зерна материала  $d_3$  с параллельной оценкой величины  $\sigma_{02}$  стандартными методами. Затем использовалось уравнение

Холла–Петча, из которого для различных экспериментальных точек рассчитывались значения  $\sigma_0$  и  $k$ . По экспериментальной кривой определяли  $\sigma_{02}$  для выбранных значений  $d_3$ . Полученная экспериментальная кривая представлена на рис.4.

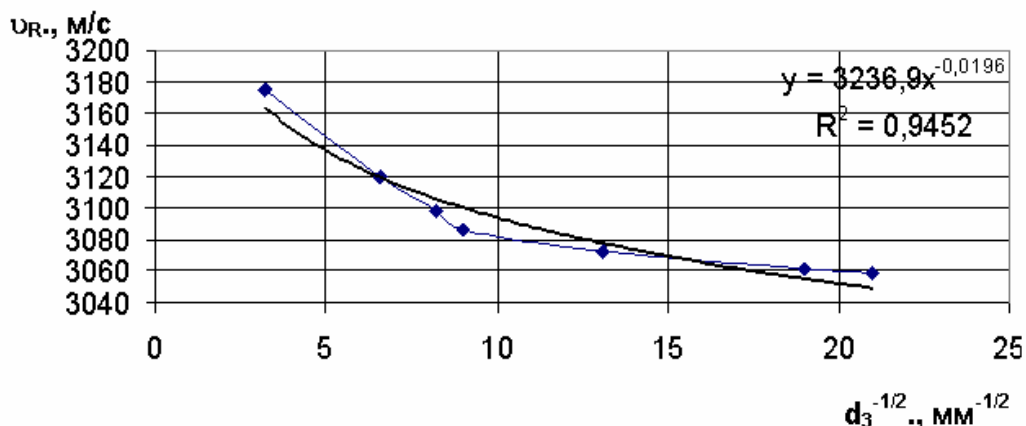


Рис. 2. Первый вариант аппроксимации зависимости скорости поверхностных акустических волн ( $v_R$ ) от размера зерна стали 18ХГТ.

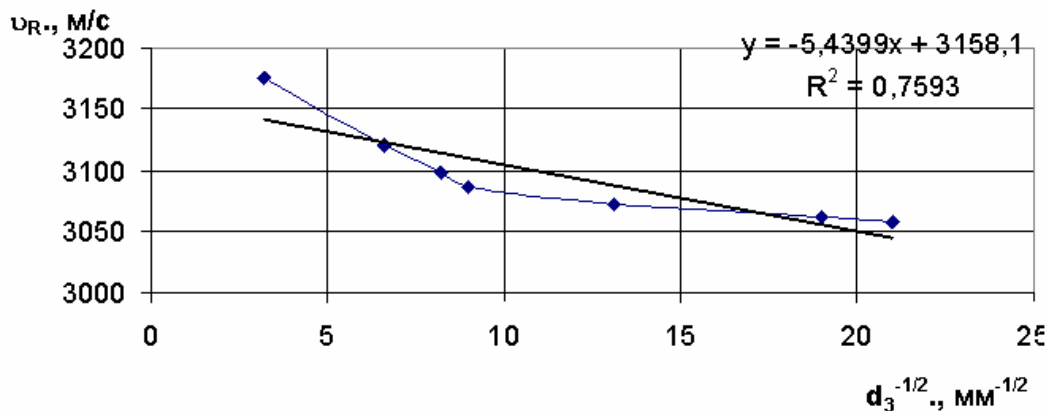


Рис. 3. Второй вариант аппроксимации зависимости скорости поверхностных акустических волн ( $v_R$ ) от размера зерна стали 18ХГТ.

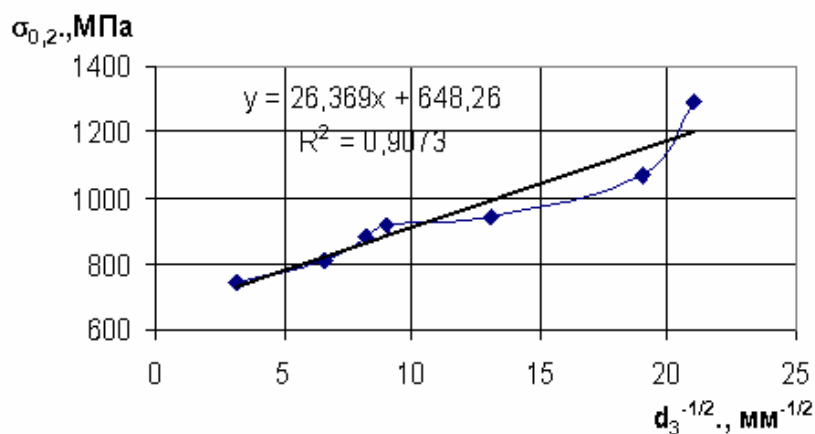


Рис. 4. Зависимость предела текучести от размера зерна стали 18ХГТ



Другой акустомикроскопический метод заключался в измерении величин  $\nu_R$ , расчете модулей  $E$  и  $G$ . Оценка значений предела прочности проводилась в соответствии с известным выражением  $\sigma_{0,2} \cong \frac{G}{10^2 \cdot n \cdot \pi}$ . Сравнение полученных зависимостей позволяет сделать вывод о том, что, измеряя  $\nu_R$ , можно просто и надежно оценивать значения  $\sigma_{0,2}$ .

И, наконец, САМ позволяет оценивать предельность состояния материала по величине дисперсии физических величин, например, по скорости ПАВ. На рис.5 представлен пример дисперсии  $\nu_R$  для стали 18ХГТ с  $(d_3)^{-1/2} \sim 7$ .

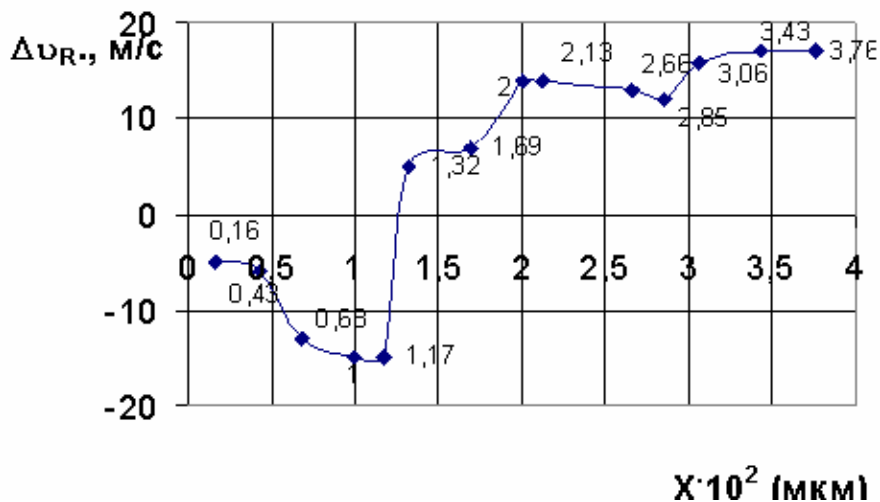


Рис. 5. Дисперсия  $\nu_R$  для стали 18ХГТ с  $(d_3)^{-1/2} \sim 7$

Таким образом, проведенное нами статистически значимое количество экспериментов доказывает, что: методы АМД позволяют эффективно оценивать степень предельности состояния материала и определять ряд его физико-механических параметров ( $\nu_R$ ,  $E$ ,  $G$ ,  $V/V\%$ ,  $d_3$ ).

- $u_R$  – информативный параметр для неразрушающего контроля сталей;
- методы АМД позволяют эффективно оценивать степень предельности состояния материала и определять ряд его физико-механических параметров ( $u_R$ ,  $E$ ,  $G$ ,  $V/V\%$ ,  $d_3$ ).

### Список литературы

1. Кулаков М.А., Морозов А.И. // Акуст. Журнал. Т. XXXI. вып.6. 1985.С.817-820.
2. Кустов А.И. Дефектоскопия стеклянных материалов и методы акустической микроскопии // "Физика и химия стекла", 1998 - т.24 - №6 - с.817-824.
3. Kustov A.I //Proceedings of VIII Inter. Conf. "Hydrogen Materials Science and Chemistry of Carbon Nanomaterials", Science Series, II. Physics and Chemistry, ed. Dm.Schur, vol. 72. 2004. p.203-215
4. Мигель И.А., Кустов А.И. // Сб. трудов XXIV МНТК, Серпухов, 2005, ч.8, С.60-63.
5. Kustov A.I., Migel I.A. // Materials of the V International scientific conference "Strength and fracture of materials and constructions", Orenburg, 2008, vol.1, p.p.200-206.

## АНАЛИЗ ДЕФЕКТНЫХ СТРУКТУР МАТЕРИАЛОВ В КОНДЕНСИРОВАННОМ СОСТОЯНИИ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДОВ АКУСТОМИКРОСКОПИЧЕСКОЙ ДЕФЕКТОСКОПИИ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИХ ВЛИЯНИЯ НА ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Кустов А. И. \*, Мигель И. А.

\* Воронежский государственный педагогический университет, Россия  
Военный авиационный инженерный университет, Воронеж, Россия  
[akvor@yandex.ru](mailto:akvor@yandex.ru)

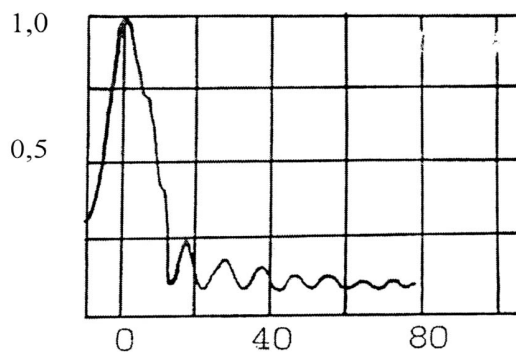
Дефекты, их физическая природа, размеры, распределение в объеме или на поверхности являются одним из определяющих факторов по отношению к свойствам материала и объекта исследований в целом. В более ранних работах нами рассмотрены самые разные дефектные структуры в материалах, находящихся в конденсированном состоянии (упругие неоднородности и микротрещины в стёклах, металлах, полупроводниках, границы зёрен, включения и проч.) [1–3]. Настоящая работа посвящена изучению керамик, получаемых с использованием технологии спекания. В результате материал содержит структурированную систему пор, оказывающих существенное воздействие на свойства. Он одновременно представляет самостоятельный интерес для изучения физико-механических характеристик и является моделью объекта с системой дефектов.

Главной задачей работы было доказать, что акустомикроскопические методы исследований обеспечивают визуализацию и характеризацию как структуры самого материала, так и системы дефектов в нём. Оценка параметров материала, его свойств проводится как по акустомикроскопическим изображениям, так и по значениям скорости ПАВ в образце или уровню их затухания ( $\Delta V/V\%$ ). Полученные или рассчитанные характеристики дополняют друг друга, обеспечивая достоверность результатов исследований.

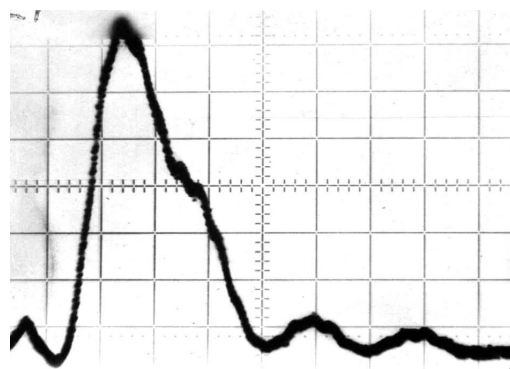


**Рис. 1.** Акустическое изображение строения пьезокерамики ЦТС-19 на глубине ~32 мкм (частота 404 МГц, Нг, размер по горизонтали 250 мкм)

На рис.1 представлен пример визуализации структуры керамики на различной глубине от поверхности образца. Именно эти слои, имеющие толщину до ~100 мкм и непосредственно прилегающие к поверхности, играют ведущую роль в обеспечении требуемых свойств материала. Как видно из рисунка, режим визуализации позволяет непосредственно оценивать процент пористости, а значит, и рассчитать плотность материала. С последней характеристикой связаны значения скорости распространения в образце АВ, что обеспечивает определение плотности (или пористости) по  $v_R$ . Соответствующие  $V(Z)$ -кривые для различных типов керамик ЦТС представлены на рис.2 и 3. Наличие и характеристики системы пор влияют на два основных параметра  $V(Z)$ -кривых – высоту главного максимума и расстояние  $\Delta Z_N$  между оцилляциями, определяющее значение  $v_R$ . Таким образом, фиксируя  $v_R$  или  $\Delta V/V\%$ , можно различать материалы с различными системами дефектов.

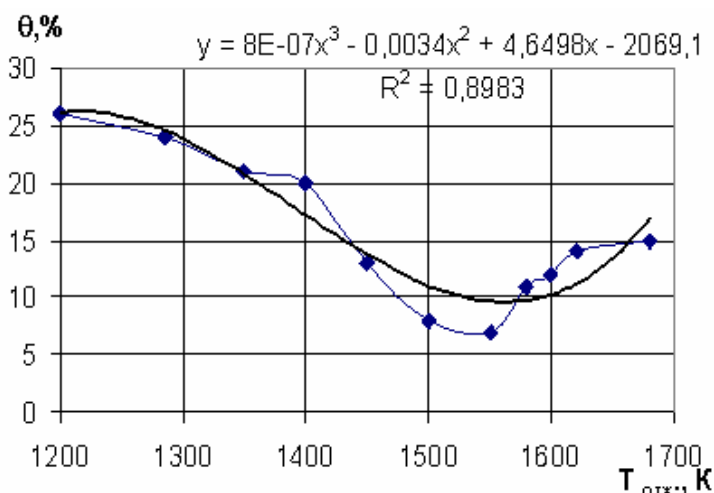


**Рис. 2.** Экспериментальная  $V(Z)$  – кривая для ЦТС-22 (ацетон, по вертикали  $V(Z)$  в процентах, по горизонтали –  $Z$  в мкм)



**Рис. 3.** Экспериментальная кривая для ЦТС-35 (ацетон, масштаб по горизонтали 5,2 мкм/дел.,  $\Delta Z_N = 10,09$  мкм,  $v_R = 2,29 \cdot 10^3$  м/с).

Керамики ЦТС – типичный продукт порошковых технологий. Его изготовление, синтез и отжиг позволяют получить относительно изотропный материал. Степень изотропности определяется масштабом области изучения исследовательского прибора. Из литературных данных [4, 5], а также из результатов авторских экспериментов известно, что ЦТС-пьезокерамики имеют зернистое строение, а размеры зерен варьируются в пределах 3 – 20 мкм (см., например, рис.1).



**Рис. 4.** Зависимость пористости образцов ЦТС-22 от температур отжига ( $T_{отж}$ , К).

отжига лежала в пределах от 5–12 до 35–40 %, что, в целом, соответствует приводимым в литературе значениям. Оценка размера зерна керамики по акустическому снимку дает величины 5–12 мкм, что соответствует средним размерам зерна, определенным другими методами (например, оптическим методом при дополнительном травлении границ зерен 5% HCl с несколькими каплями HF и увеличении  $2000\times$ ).

Как сама экспериментальная кривая, так и её анализ с помощью тренда позволяют выбирать оптимальные для достижения характерных значений  $\theta\%$  температуры отжига. Для представленной на рис.4 зависимости эти температуры составляют 1550–1570 К. При этом одновременно проводились измерения различных физико-механических характеристик пьезокерамики –  $v_R$ ,  $\Delta V/V\%$  и др. Результаты измерений для ЦТС-22 представлены на рис.5. Они показывают наличие похожей зависимости с экстремальными значениями в той же области температур (1520–1560 К).

Рис. 4 демонстрирует возможность изучения с помощью САМ зависимости пористости материала (в данном случае пьезокерамики ЦТС-22) от температур отжига. Послойная визуализация строения керамики до глубин в несколько десятков микрометров позволяет определять пористость и связанную с ней плотность образцов. Найденная таким образом суммарная пористость образцов в зависимости от температур синтеза и

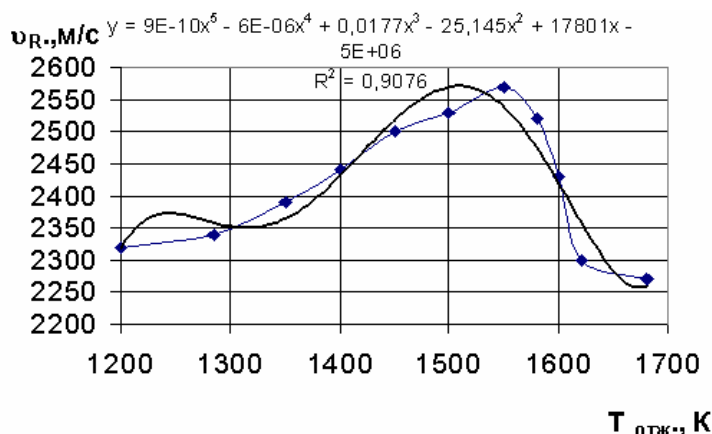


Рис. 5. Зависимость  $v_R$  от температур отжига для ЦТС-22

Измерения  $v_R$  проводились на пластинах из ЦТС-35 с размерами (6x6x1) мм<sup>3</sup> и ЦТС-22 диаметром 10 мм и толщиной до 2 мм. Образцы для исследований изготавливались из керамической шихты с использованием в качестве связующего 5%-го раствора поливинилового спирта в воде. Прессование производилось при значении давления  $\sim 10^8$  Па. По результатам измерения плотность  $\theta_n$  составляла 25–30%

( $\theta_{откр.} \approx \theta_n$ ;  $\theta_{закр.} \approx 2-3\%$ ). Для удаления связывающего вещества применялся отжиг при температурах  $\sim n \cdot 10^3$  К. При этом полная пористость  $\theta_n$  повышалась на 2–3%.

Однако для всесторонней и полной оценки дефектных структур в материале недостаточно уметь рассчитывать ряд, пусть важных характеристик. Влияние дефектов на физико-механические свойства объективно оценивается по величине дисперсии свойств. При работе в режиме сигнала строки, или при сканировании линзы вдоль выбранного направления получают наборы параметров, наглядно характеризующих однородность материала [6]. Например, на рис.6 представлена гистограмма для уровня затухания ПАВ в зависимости от координат линзы.

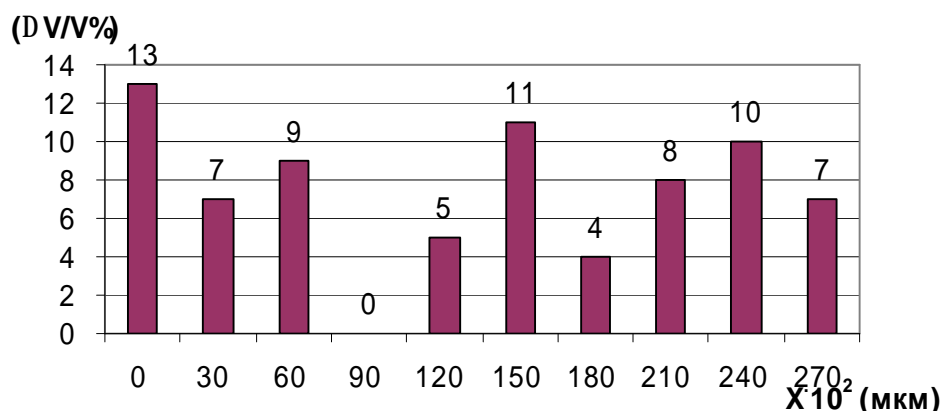


Рис. 5. Гистограмма изменения свойств вдоль направления X.

Выбор шага для измерений обусловлен размерами зерна (определенными по акустическим изображениям) и размерами минимального пятна ( $\sim 6 \cdot \lambda_R$ ) акустического пучка. Расчётное значение дисперсии в этом случае составило  $D = 9,89$  и может служить параметром однородности материала после той или иной его обработки.

Приведенные результаты, на наш взгляд, убедительно показывают возможность анализа дефектных структур и их влияния на физико-механические свойства твердотельных материалов с помощью методов АМД.

### Список литературы

1. Кулаков М.А., Морозов А.И. // Акуст. Журнал. Т. XXXI. вып.6. 1985.С.817-820.
2. Wilson R. G., Weglein R. D. // Appl. Phys. 1994. V. 55. N 9. P. 3261—3275.
3. Кустов А.И. // "Физика и химия стекла", 1998 - т.24 - №6 - с.817-824.

4. Окадзаки К. Технология пьезоэлектрических диэлектриков//М., Энергия., 1976, 336 с.
5. Скороход В.В. Физико-механические свойства пористых материалов//Киев.,Наук. дум., 1977, 120с.
6. Kustov A.I., Migel I.A. // Materials of the V International scientific conference “Strength and fracture of materials and constructions”, Orenburg, 2008, vol.1, p.p.200-206.

УДК 534:853.085332

## **АКУСТОМИКРОСКОПИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ С ЦЕЛЬЮ ОЦЕНКИ ПРЕДЕЛЬНОСТИ ИХ СОСТОЯНИЯ**

**Кустов А. И. \*, Мигель И. А.**

*\*Воронежский государственный педагогический университет, Россия  
Военный авиационный инженерный университет, Воронеж, Россия  
[akvor@yandex.ru](mailto:akvor@yandex.ru)*

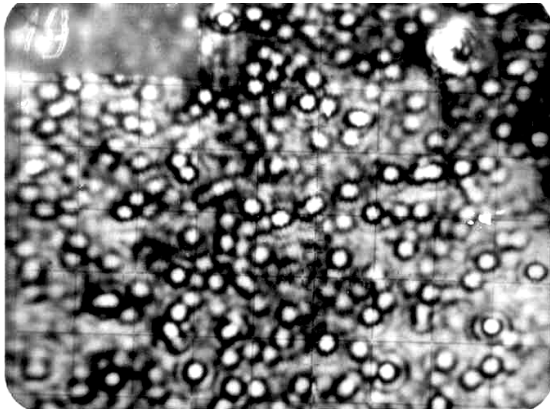
К началу XXI века широкое распространение получили композиционные материалы. Их существенные преимущества, по сравнению с известными ранее, связаны со спецификой строения. В состав этих материалов входят обычно твердый наполнитель и более пластичная матрица. Поэтому, композиционные материалы могут выдерживать значительные механические нагрузки и при этом сохраняют достаточно высокие значения вязкости. Актуальность задачи изучения таких материалов трудно переоценить.

Анализ физико-механических свойств композитов достаточно сложен из-за их специфического строения. В значительной степени проблема такого анализа может быть решена с использованием методов АМД [1-3].

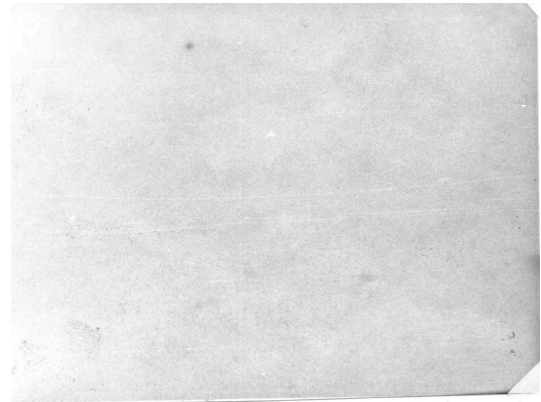
Свойства композитных материалов определяются физико-механическими характеристиками матрицы и наполнителя. При этом существенную, а иногда и определяющую роль играет распределение частиц наполнителя в образце, которое в свою очередь зависит от вязкости и плотности материала матрицы, времени его полимеризации и размеров частиц наполнителя.

Целью настоящей работы являлось доказательство эффективной характеристики композитов, как по структурному строению, так и по уровню физико-механических характеристик, величине их дисперсии. Образцами для исследований были выбраны реальные промышленные материалы типа полимерных пьезокомпозитов (например, ИНСК-3 и ЦТС-19, НВ-1 и ЦТС-23 и др.). На втором этапе в качестве композитов рассматривались стали, состоящие из областей с различным фазовым составом.

Рис.1 демонстрирует тот факт, что оптический метод, являющийся в настоящее время основным методом визуального контроля структуры исследуемых образцов, не позволяет визуализировать их строения. На акустическом изображении (рис.2), при глубине визуализации до 25–30 мкм, отчетливо видны как сами частицы, так и места их расположения. Данный факт позволяет оценить распределение частиц, их плотность в растре. При этом размеры частиц равняются 5–12 мкм, что соответствует размерам используемых при изготовлении композита частиц, которые оценивались другими способами.

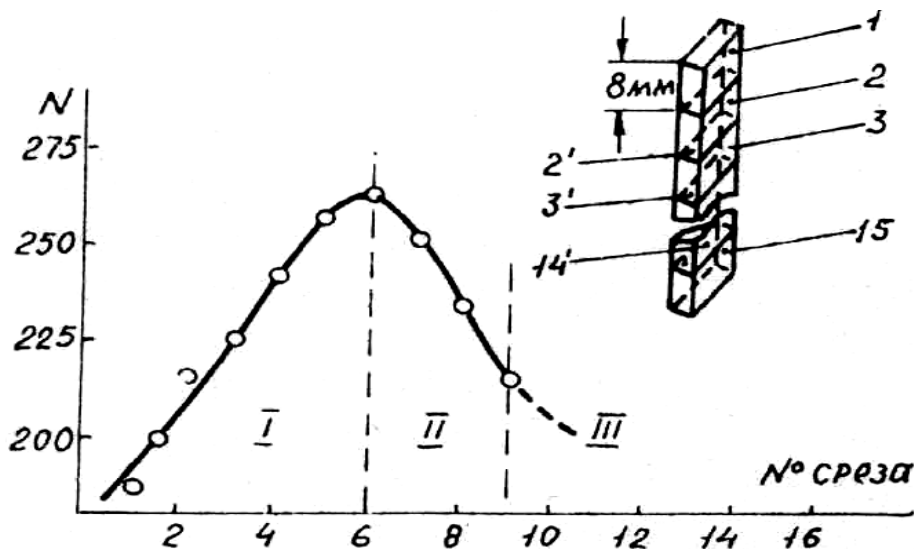


**Рис. 1.** Оптическое изображение композита ИНСК-3 и ЦТС-19



**Рис. 2.** Акустическое изображение (Hg, 404 МГц, масштаб 40 мкм/дел)

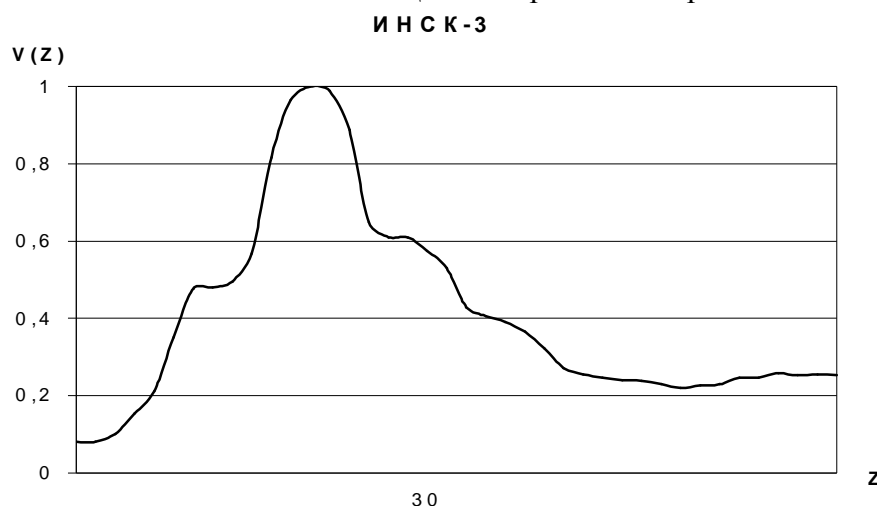
Путем вертикальной заливки изготавливались образцы ИНСК-3 и ЦТС-19, в последующем разрезавшиеся на 20 равных долей по вертикали (см. схему на рис.3). Толщина ленты равнялась 1 мм, а высота – 120 мкм. Затем получали набор акусто-микроскопических изображений торцов. По количеству частиц в растре, определенных по микроснимкам, строился график их зависимости от уровня изображения (рис.3).



**Рис. 3.** Кривая распределения числа частиц наполнителя по высоте пластины при вертикальной заливке ( ИНСК-3 и ЦТС-19)

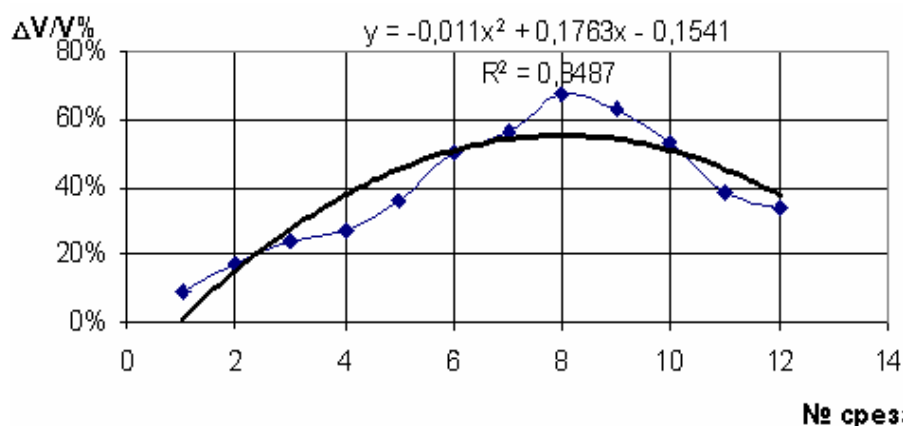
Как видно из графика, на кривой можно выделить три характерных области. В области I (верхняя часть пластины) наблюдается близкое к линейному нарастание концентрации наполнителя по мере понижения исследуемого участка ленты. Образцы из этой области были однородны и обладали высокой механической гибкостью. Отклонение числа частиц от среднего значения составляло для всех образцов ~ 5%. В области II концентрация отдельно расположенных частиц начинала падать с понижением исследуемого участка, так как все большее их число собиралось в цепочки или глобулы, то есть появлялись крупные образования частиц. В области III, соответствующей нижней части пластины, частицы образуют отдельные крупные конгломераты. В присутствии дефектов такого рода среда становилась резко неоднородной, а пластина хрупкой.

Для количественной оценки свойств полимерных композитов применялся САМ отражательного типа [3,4]. Однако, полимерные матрицы различных типов имели очень высокие значения коэффициентов затухания АВ, что не позволяло получить V(Z)-кривые с характерным набором  $DZ_N$ . Пример полученной экспериментально V(Z)-кривой для пьезокомпозита ИНСК-3 с ЦТС-19 приведен на рис.4.



**Рис. 4.** V(Z)-кривая для композита ИНСК-3 с ЦТС-19

Из рисунка видно, что главный максимум проявляется хорошо, однако правее значений  $Z = 30$  мкм нет каких-либо регулярных экстремумов. В данной ситуации было предложено использовать V(Z)-кривые для оценки такого параметра, как коэффициент затухания АВ. Для исследуемых образцов были проведены замеры высоты V(Z)-кривых. По результатам этих измерений была построена зависимость  $\Delta V/V\%$  от высоты среза (№ образца), которая представлена на рис.5.



**Рис.5.** Зависимость уровня поглощения ПАВ  $\Delta V/V\%$  для пьезокомпозита ИНСК-3 с ЦТС-19 от номера среза

Из нее видно, что наличие максимума подразумевает экстремальность свойств исследуемого объекта в средней части. Понимание механизма данного явления требует проведения дополнительных исследований и увязки уровня рассеяния АВ в материале матрицы и в материале наполнителя. По-видимому, возможно связать значения  $\Delta V/V$  с другими, например, прочностными, упруго-механическими параметрами образцов.

На современном этапе не представляется возможным рассчитать с высокой точностью изменение акустических характеристик в такой важной области, как граница матрица-наполнитель. Однако модельный эксперимент с волокном борского стекла в полимере ( $D_3 = 80$  мкм), представленный на рис.6, показывает, что отчётливо на-

блюдается скачок уровня  $V(Z)$  как вблизи границ ( $-\Delta V_2$ ), так и в районе твёрдого наполнителя ( $+\Delta V_1$ ).

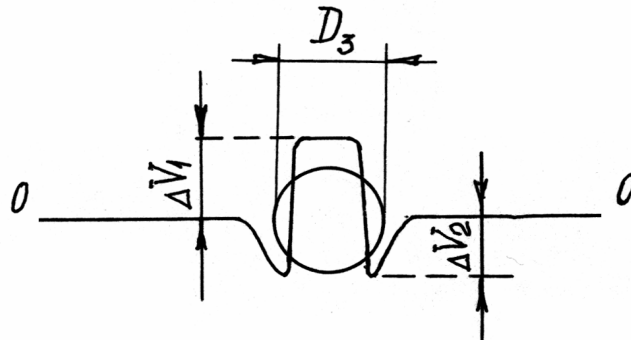


Рис. 6. Схема определения уровня поглощения ПАВ  $\Delta V/V\%$  для модельного объекта

В заключение заметим, что анализ таких физико-механических свойств композитов (или сталей) как  $\nu_R$ ,  $\Delta V/V\%$  и др. может быть произведен с точки зрения пространственного распределения (по размерам областей) или по их дисперсии (разбросу) [5,6]. Пример такого подхода для образца стали 18ХГТ приведен на рис.7.

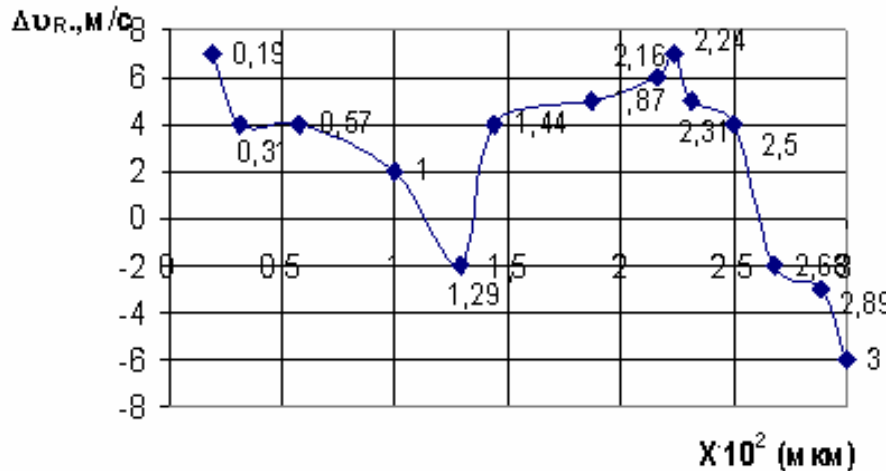


Рис. 7. Дисперсия скорости ПАВ вдоль выбранного направления ( $X$ )

Таким образом, оценка предельности состояния композиционных материалов может быть эффективной и экспрессной при использовании методов АМД.

### Список литературы

1. Кулаков М.А., Морозов А.И. // Акуст. Журнал. Т. XXXI. вып.6. 1985.С.817-820.
2. Wilson R. G., Weglein R. D. // Appl. Phys. 1994. V. 55. N 9. P. 3261—3275.
3. Кустов А.И. // "Физика и химия стекла".1998. Т.24. № 6. С.809-816.
4. Kustov A.I //Proceedings of VIII Inter. Conf. "Hydrogen Materials Science and Chemistry of Carbon Nanomaterials", Science Series, II. Physics and Chemistry, ed. Dm.Schur, vol. 72. 2004. p.203-215
5. Мигель И.А., Кустов А.И. // Сб. трудов XXVI МНТК №2, Серпухов, 2007, ч.8, С.372-376.
6. Kustov A.I., Migel I.A. // Materials of the V International scientific conference "Strength and fracture of materials and constructions", Orenburg, 2008, vol.1, p.p.200-206.



## ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВОЙ ОБРАБОТКИ НА ЗОНУ ЭЛЕКТРОВЗРЫВНОГО АЛИТИРОВАНИЯ УГЛЕРОДИСТОЙ СТАЛИ

Вострецова А. В., Будовских Е. А., Осколкова Т. Н.,  
Иванов Ю. Ф., Громов В. Е.

*Сибирский государственный индустриальный университет,  
Новокузнецк, Россия  
[gromov@physics.sibsiu.ru](mailto:gromov@physics.sibsiu.ru)*

При поверхностном легировании с оплавлением основы концентрированными потоками энергии плавление материала основы и насыщение расплава легирующими элементами происходит одновременно, поэтому более глубокие слои, которые существуют в жидком состоянии меньше время, чем верхние, имеют в результате меньшую степень легирования. Эта особенность обработки позволяет согласовать свойства модифицированных слоев и основы и обуславливает повышенный интерес к созданию новых способов их формирования. Одним из таких способов является электровзрывное легирование (ЭВЛ), которое осуществляется путем импульсного оплавления поверхностных слоев при воздействии на них многофазной плазменной струей, сформированной из продуктов электрического взрыва проводников. Высокая степень легирования сравнительно тонких модифицированных слоев обуславливает возможность проведения комбинированной обработки поверхностных слоев, которая включает ЭВЛ и последующее дополнительное воздействие, позволяющее изменить структурное состояние зоны легирования. В настоящей работе в качестве дополнительного воздействия использовали электронно-пучковую обработку.

Образцы углеродистой стали 45 в отожженном состоянии с феррито-перлитной структурой подвергали электровзрывному алитированию и последующей электронно-пучковой обработке на установке «SOLO», разработанной в ИСЭ СО РАН (г. Томск). Плотность энергии импульсов составляла  $20 \text{ Дж/см}^2$ , число импульсов длительностью 50 мкс изменяли от 10 до 200. Такой режим дополнительной обработки обеспечивал переплавление исходной модифицированной поверхности на глубину до 5–7 мкм. Электровзрывное алитирование стали 45 приводит к формированию зоны легирования глубиной 15 мкм, ниже которой выявляется зона термического влияния толщиной 7–8 мкм, представленная осветленным перлитом. Световая микроскопия показала, что после дополнительной электронно-пучковой обработки происходит увеличение глубины модифицированной зоны. При этом четкая граница между зоной легирования и основой, которая хорошо видна на образцах после ЭВЛ, исчезает. По глубине образцов наблюдается ряд слоев толщиной около 10–15 мкм, что свидетельствует об интенсивных диффузионных процессах, которые происходят в зоне воздействия. С увеличением количества импульсов электронно-пучковой обработки микротвердость падает, а глубина зоны повышенной микротвердости увеличивается, достигая 55–60 мкм. Непосредственно на поверхности микротвердость несколько ниже, чем в глубине. В случае электронно-пучковой обработки десятью импульсами пик микротвердости (875 HV) наблюдается на глубине около 30 мкм, а после пятидесяти импульсов обработки на глубине около 10 мкм.

*Работа выполнена при финансовой поддержке грантами РФФИ № 07-08-92102-ГФЕН\_а и 08-02-0002-а, 08-2-12012-офи.*

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОСВЯЗИ МЕХАНИЧЕСКИХ И ДИССИПАТИВНЫХ СВОЙСТВ МЕТАЛЛОВ ПРИ ЦИКЛИЧЕСКОМ ДЕФОРМИРОВАНИИ МЕТОДАМИ ИНФРАКРАСНОГО СКАНИРОВАНИЯ И АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ

Плехов О. А., Пантелеев И. А., Леонтьев В. А.

*Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Россия,*

[poa@icmm.ru](mailto:poa@icmm.ru)

Процесс накопления дефектов при пластическом деформировании металлов приводит к диссипации и накоплению энергии внутри материала. Классическое предположение о почти полной диссипации энергии деформации в тепло [1] оказывается верным только в ограниченном числе случаев. Современные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что более пятидесяти процентов энергии, затраченной в процессе деформирования, может быть сохранено в материале. Особенности процесса накопления энергии тесно связаны с особенностями эволюции мезо-структуры материала и существенно влияют на его механическое поведение. Современные экспериментальные методы позволяют в режиме реального времени получать информацию о величине диссипированной в процессе деформирования энергии (метод инфракрасной термографии), числе и характере появляющихся дефектов (метод акустической эмиссии).

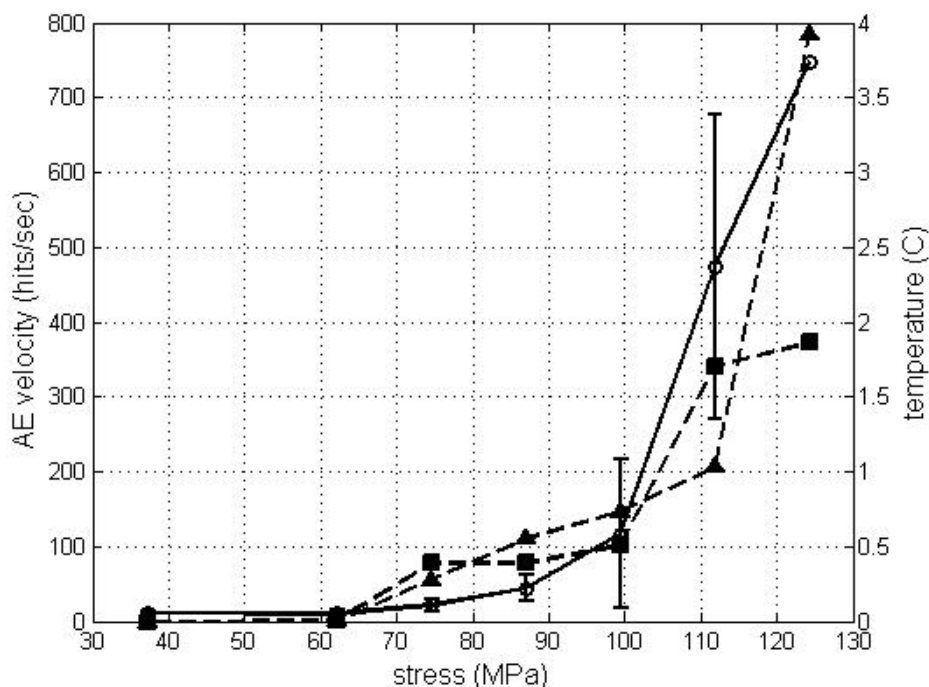
Данная работа посвящена исследованию баланса энергии при циклическом нагружении армко-железа. В основу эксперимента положен экспресс-метод определения предела усталости материала методом инфракрасного мониторинга, позволяющий эффективно определить величину предела усталости и особенности диссипации энергии при различных уровнях напряжения. Отличительной особенностью данной работы является одновременное использование двух методов неразрушающего контроля и сопоставление их результатов. В процессе циклического нагружения эволюция структуры материала контролировалась методами инфракрасного сканирования (с использованием инфракрасной камеры CEDIP Silver 450M, спектральный диапазон камеры 3–5 мкм. Максимальный размер кадра 320x240 точек, чувствительность камеры < 25 мК при 300°K) и методом акустической эмиссии (система Vallen AMSY5, укомплектованная высокочастотными датчиками VS2MP (диапазон регистрируемых частот 350–2000 кГц) и низкочастотными датчиками AE104A (диапазон регистрируемых частот 50–400 кГц)).

В результате было показано, что процессы зарождения мезодефектов и диссипации энергии при циклическом деформировании имеют пороговый характер. Сводный график зависимости изменения температуры и средней скорости генерации сигналов акустической эмиссии за один шаг испытания от амплитуды напряжений представлен на рисунке 1.

В работе показано, что генерация сигналов акустической эмиссии, связанная с образованием дефектов, начинается раньше изменения средней температуры образца и до скорости 100-150 импульсов/сек не вызывает её регистрируемого повышения. При этом величина предела усталости материала, определяемая по методу [2] оказывается существенно выше и соответствует скоростям генерации 300–400 импульсов в секунду.

Анализ данных акустической эмиссии в сочетании с данными по изменению температуры образца позволяет проследить процесс адаптации материала к приложенному нагружению. В момент приложения напряжения выше предела усталости материала реагирует множественной генерацией мезодефектов (1000 и более импуль-

сов/сек) и интенсивной диссипацией тепла. Термодинамическое равновесие образца с внешней средой достигается как за счёт повышения скорости теплообмена (за счёт увеличения градиента тепла), так и за счёт уменьшения в процессе нагружения скорости генерации и среднего размера генерируемых дефектов.



**Рис. 1.** Зависимости изменения температуры образца и средней скорости генерации сигналов акустической эмиссии за один шаг испытания от амплитуды напряжений (■ – средняя скорость генерации сигналов АЭ в диапазоне 50–400 кГц, ▲ – средняя скорость генерации сигналов АЭ в диапазоне 350–2000 кГц, ○ – изменение температуры образца).

Переход к процессу образования усталостной трещины является спонтанным. Момент образования усталостной трещины сопровождается локализацией диссипации энергии и существенным ростом как качественных, так и количественных показателей акустической эмиссии. Рост акустической активности сопровождается изменением резонансной частоты образца и непосредственно связан с ростом трещины. Анализ количественных характеристик акустической эмиссии и кинетики температуры не позволяет выделить устойчивые предвестники макроскопического разрушения.

### Список литературы

1. Farren W.S., Taylor G.I., The heat developed during plastic extension of metals. Proc. Roy. Soc. London A107, (1925) pp.422-451
2. Luong M.P. Infrared thermographics scanning of fatigue in metals, Nuclear Engineering and Design, 158, (1995), pp.°363-376

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ ПЛАСТИЧЕСКИ ДЕФОРМИРУЕМОГО МОНОКРИСТАЛЛА АЛЮМИНИЯ В ТЕРМИНАХ ЭФФЕКТИВНЫХ ТЕМПЕРАТУР И ФУНКЦИИ ПЛОТНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕРОЯТНОСТИ

Ляпунова Е. А., Баяндин Ю. В., Пантелеев И. А., Наймарк О. Б.

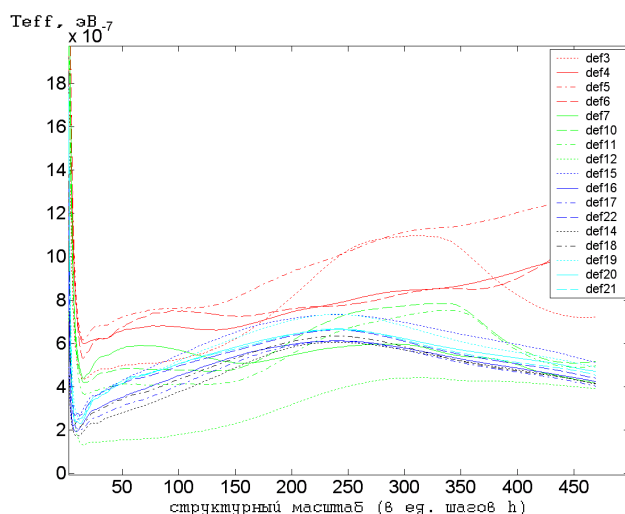
*Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь*

## 1. Введение

Поверхность пластически деформируемого материала оказывается покрыта системой линий скольжения, которая по мере развития деформации приобретает все более усложненную структуру со все более возрастающими коллективными эффектами, определяющимися эволюцией дислокационных субструктур, при которой происходит огрубление дефектной подсистемы. Очевидно, что эволюция поверхности пластически деформируемого монокристалла вызвана эволюцией в его структуре, т.е. развитием дефектной подсистемы образца. Исследование эволюции поверхности монокристаллического алюминия при развитии пластической деформации в терминах эффективных температур и функции ПВР являлось целью данной работы. Дефектная подсистема представляет собой с термодинамической точки зрения систему с медленной динамикой. Флуктуационно–диссипативная теорема позволила связать квадрат флуктуаций внутреннего параметра системы с ее эффективной температурой и восприимчивостью.

## 2. Экспериментальное исследование поверхности деформируемого образца в терминах эффективных температур

Было проведено двадцать три последовательных этапа нагружения монокристаллического образца [1]. С помощью интерферометра – профилометра NewView на каждом этапе деформирования снимался трехмерный профиль поверхности деформированного образца. В качестве внутреннего параметра системы выбрана величина локальной деформации. Флуктуации пластической деформации оценивались по величине рельефа свободной поверхности деформированного образца, инициированной локализованными пластическими сдвигами [2].

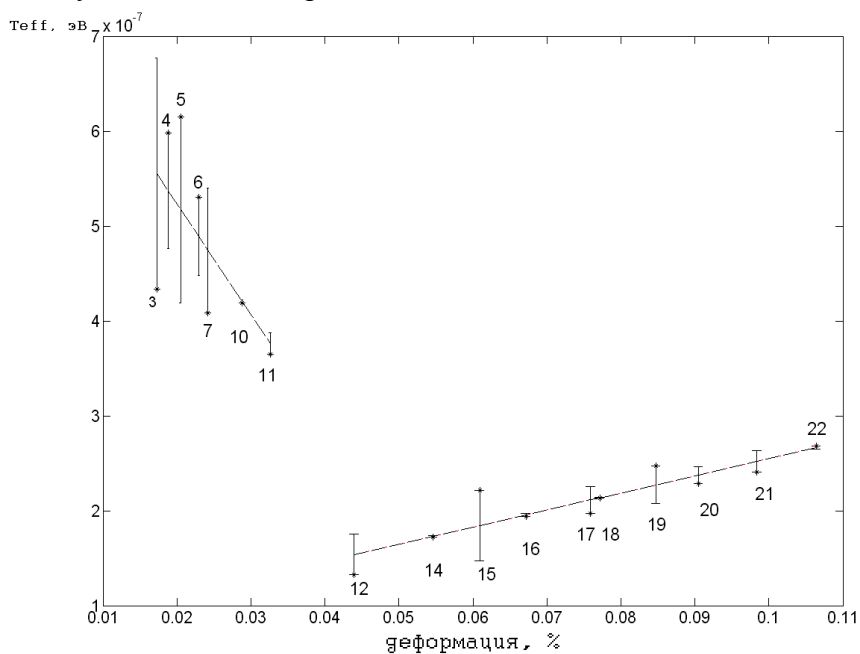


**Рис. 1.** Зависимость эффективной температуры от структурного масштаба для исследованных этапов пластической деформации

На рис. 1, 2 представлены результаты исследования пластически деформированного образца из монокристаллического алюминия в терминах эффективных температур. На начальных этапах пластической деформации присутствует большой разброс в значениях эффективных температур. На этапе сильно развитой пластической деформации появляется тенденция автомодельности вида зависимости эффективных температур от структурного масштаба, что может говорить о самоупорядочении структуры – при развитии пластической деформации дефектная подсистема в образце эволюционирует таким образом, чтобы скомпенсировать внешние

приложенные напряжения собственным суммарным полем. На начальном этапе пластической деформации флуктуации энергии дислокационных субструктур велики

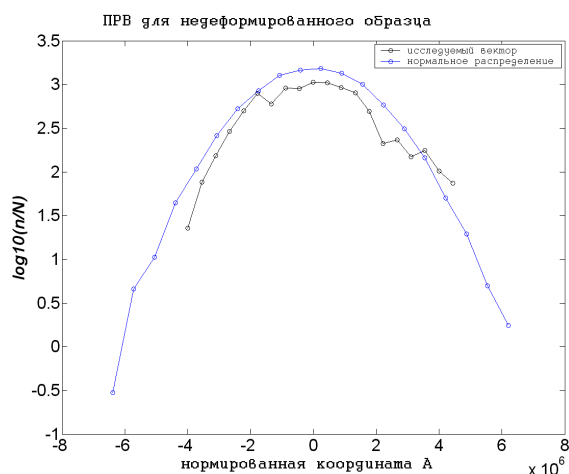
(рис. 2), и постепенно уменьшаются, так как происходит рост влияния коллективных эффектов. После перестройки дислокационных субструктур и перехода к стадии сильно развитой пластичности, когда дислокационные субструктуры сильно взаимодействуют, рост эффективных температур с увеличением деформации вызвано общим увеличением энергии в системе.



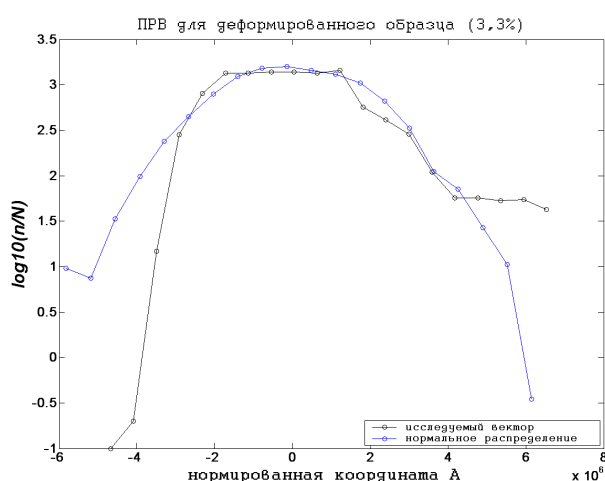
**Рис. 2.** Зависимость эффективной температуры от величины макродеформации с учетом доверительного интервала

### 3. Исследование поверхности пластически деформируемого монокристалла с использованием функции плотности распределения вероятности

В данной работе поверхность пластически деформируемого монокристалла алюминия рассматривалась как статистическая система. Полученная эволюция вида функции плотности распределения вероятности (ПРВ) флуктуаций рельефа с развитием пластической деформации согласуется с результатами исследования в терминах эффективных температур. Флуктуации высот поверхности недеформированного образца распределены по нормальному закону (рис. 3), на начальном этапе деформирования появляются экстремальные выбросы на поверхности (рис. 4), которые с развитием пластической деформации отражаются на структуре материала.

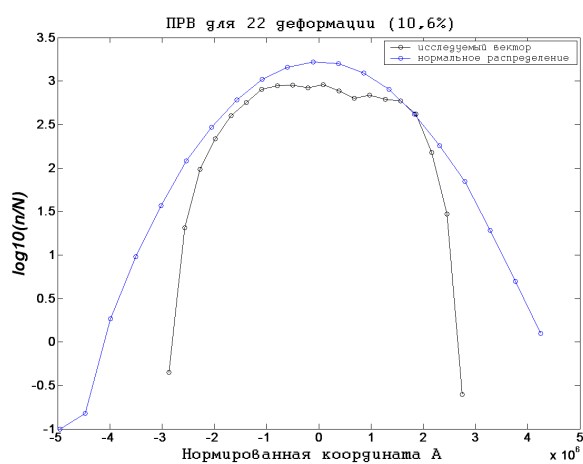


**Рис. 3.** Функция плотности распределения вероятности для недеформированного образца

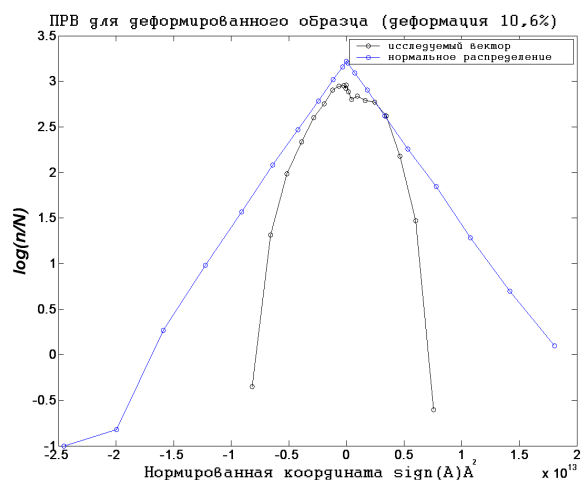


**Рис. 4.** Функция плотности распределения вероятности для начальной стадии пластической деформации

На последнем этапе пластического деформирования дислокационная подсистема огрубляется, что отражается на поверхности образца – на ней нет экстремальных выбросов, рельеф представляет собой совокупность большого числа пиков и амплитуд примерно одинаковой небольшой величины. Полученный вид функции ПРВ (рис. 5, 6) может соответствовать периодической структуре, что является необходимым (но, к сожалению, не достаточным) условием наблюдения на поверхности остановившихся волн пластичности [3].



**Рис. 5.** Функция плотности распределения вероятности для стадии сильно развитой пластичности



**Рис. 6.** Функция плотности распределения вероятности для стадии сильно развитой пластичности в нормированных переменных

Для проверки данной гипотезы был сгенерирован тестовый сигнал из суперпозиции нескольких гармоник с разными периодами и для него были получены функции распределения плотности вероятности, что подтвердило сделанное предположение о регулярности структуры, дающей такой вид функции ПРВ.

#### 4. Выводы

В результате данной работы были получены графики зависимости эффективной температуры от структурного масштаба и величины макродеформации, была доказана автомодельность эволюции эффективных температур на этапе сильно развитой пластичности, что подтвердили дальнейшие исследования поверхности нагружаемого образца в терминах функции ПРВ. Были получены косвенные доказательства в волновой природе пластической деформации

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 07-01-91100, № 07-01-96004, №07-08-96001).*

#### Список использованной литературы

1. Оборин В.А., Пермяков С.Л., Баяндин Ю.В., Наймарк О.Б., Леонтьев В.А. Экспериментально – теоретическое исследование пластически деформируемого монокристалла в терминах «эффективных температур» // Актуальные проблемы математики, механики, информатики: сб.тр. конф. молодых ученых, ИМСС УрО РАН, Пермь. – 2008. – С.138-140
2. Баяндин Ю.В., Леонтьев В.А., Наймарк О.Б., Оборин В.А., Пермяков С.Л. Методы определения эффективных температур для пластически деформируемых материалов // 15 Зимняя школа по механике сплошных сред: сб. тр. В 3-х частях, ИМСС УрО РАН, Пермь. – 2007. – С.93-95
3. Панин В.Е., Гриняев Ю.В., Данилов В.И. и др. Структурные уровни пластической деформации и разрушения, Новосибирск: Наука. Сиб. отдел-е. – 1990. – 255 с.

# ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ СТРУКТУРЫ ЧИСТОГО (АРМКО-)ЖЕЛЕЗА ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ

Уваров С. В., Наймарк О. Б., Баяндин Ю. В., Оборин В. А.

Институт механики сплошных сред УрО РАН, г. Пермь, Россия  
[usv@icmm.ru](mailto:usv@icmm.ru)

В твердых телах, подвергнутых ударно-волновому нагружению коллективные моды – пространственно-временные структуры в ансамблях дефектов, обнаруживают характерные фрактографические признаки, и формирование этих структур сопровождается качественными изменениями в реакции материалов на деформирование: «динамическая ветвь» при отколе, аномальная зависимость вязкости на скорость деформации, волны разрушения. Параметры, определяющие типичные мезоскопические дефекты (микросдвиги, микротрещины) были введены как локализация соответствующей группы симметрии тензора дисторсии и могут рассматриваться как флуктуации поля смещений. Эти дефекты описываются симметричными тензорами вида  $s_{ik} = s n_i n_k$  в случае микротрещин и  $s_{ik} = 1/2 s (n_i l_k + l_i n_k)$  для микросдвигов. Здесь  $n$  – единичный вектор нормали к основанию микротрещины или поверхности сдвига,  $l$  – единичный вектор в направлении сдвига,  $s$  – объем микротрещины и интенсивность сдвига.

Таким образом, введенные тензорные параметры описывают как скалярные, так и тензорные (ориентационные) изменения поля дисторсии, что, как отмечается авторами развиваемого подхода, является исключительно важным при описании разрушения и пластичности.  $p_{ik} = n \langle s_{ik} \rangle$  – макроскопический тензор плотности дефектов,  $n$  – концентрация дефектов, На рис.1 представлена зависимость  $p_{xz}$  от величины приложенного напряжения  $\sigma_{xz}$  для случая простого сдвига. Параметр  $\delta$  определяется двумя характерными масштабами:  $l_n$  – размером зародыша мезоскопического дефекта и средним расстоянием между дефектами  $l_c$ .

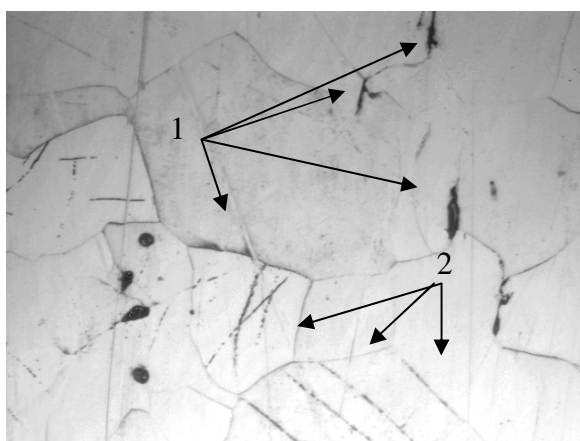


Рис. 1. Характерные дефекты в ударно-нагруженном армко-железе  
1 – микротрещины, 2 – микросдвиги

Решение обсуждаемой статистической проблемы показало, что переходы между эквивалентными классами кривых на рис.2 происходят, когда параметр  $\delta$  достигает критических значений  $\delta_*$  и  $\delta_c$ , являющихся точками бифуркации решений. Пе-

реход через точку бифуркации  $\delta_c$  сопровождается появлением пространственно-временных структур качественно-нового типа, характеризующихся взрывообразным ростом дефектов при  $t \rightarrow t_c$  на спектре пространственных масштабов (диссипативные структуры в режиме с «обострением»).

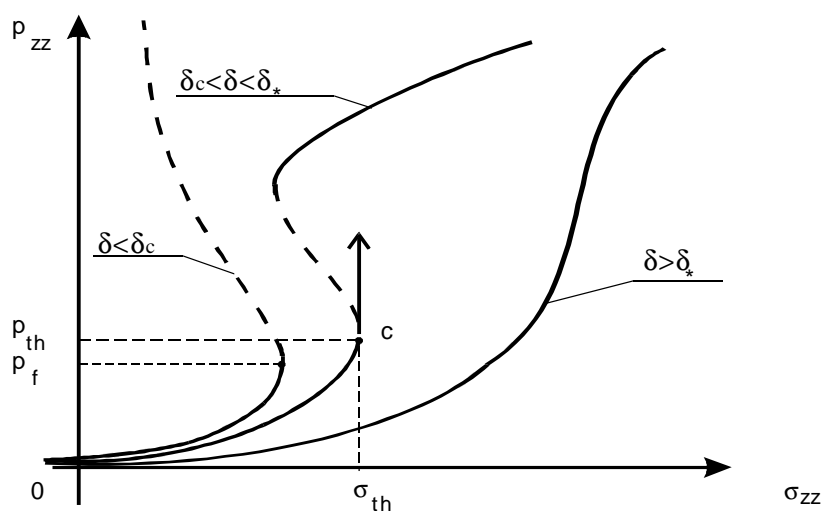


Рис. 2. Характерные реакции твёрдого тела на рост дефектов

В [1,2] было показано, что развитая стадия кинетики  $p$  в пределе  $t \rightarrow t_c$  может быть описана автомодельным решением типа  $p_A(x, t) = g(t)f(x)$ , в котором функция  $f(x)$  определяется решением соответствующей задачи на собственные значения. Автомодельное решение уравнения (1) имеет вид  $p(x, t) = (t - t_c)^{-1/\beta} f(x/L_f)$ , где  $\beta$  – степенной показатель уменьшения свободной энергии при  $p > p_c$ ; масштаб  $L_f$ , так называемая фундаментальная длина, имеет смысл пространственного периода решения [3,4].

### Эксперимент

Появление новых пространственных структур должно проявляться в изменении корреляционных характеристик структуры, например показателя Хёрста. Были проведены эксперименты по ударно-волновому нагружению образцов из арможелеза с последующим исследованием структуры. Образцы представляли из себя диски диаметром 110 мм и толщиной 10 мм, отожжённые при 800 в течение 4 часов, и затем отполированные. Ударник был выполнен из малоуглеродистой стали, которая по механическим свойствам близка к исследуемому материалу. Химический состав образцов представлен в табл. 1.

Таблица 1. Химический состав (остальное – Fe)

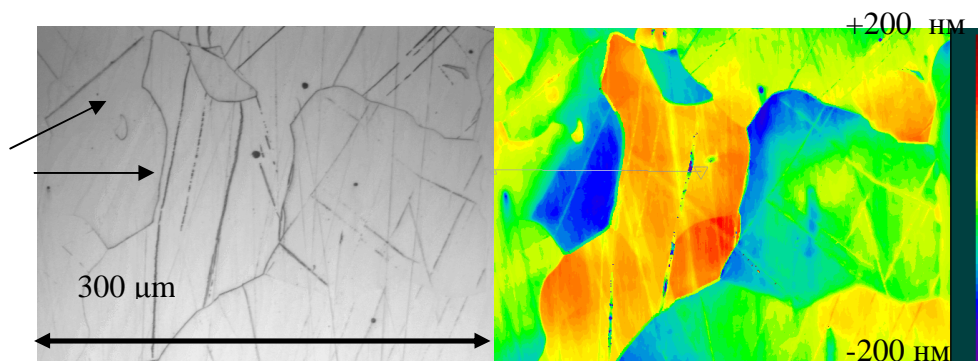
C%	Mn%	Si%	S%	P%	Cu%	Cr%	Ni%	Mo%	W%	Al%	N%
0,004	0,04	0,05	0,005	0,005	0,051	0,038	0,057	0,01	0,015	0,07	0,006

Для исследования структуры образцы были разрезаны поперёк, затем срез был отполирован и протравлен. Исследование проводилось на оптическом трёхмерном профилометре NewView 5010 Травление выявляло зёрнистую структуру материала, а также дефекты и внутренние напряжения.

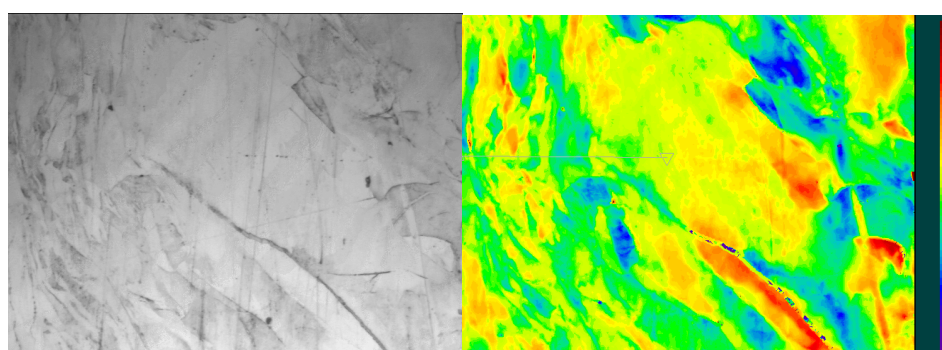
Исследование структуры методом корреляционного анализа выявило следующее: Показатель Хёрста для материала вблизи свободной поверхности равен 0,44



(что близко к 0,5 – хаотическому распределению дефектов), а вблизи откольной поверхности близок к 0,62, что говорит о появлении корреляции на исследуемых масштабах (3–300 мкм), по-видимому, связанной с ориентационным переходом.



**Рис. 3.** Структура вблизи свободной поверхности. Скорость соударения 375 м/с. Слева – оптическая картина, справа – трёхмерный профиль.



**Рис. 4.** Структура вблизи поверхности откола. Скорость соударения 375 м/с. Слева – оптическая картина, справа – трёхмерный профиль.

### Выводы

Переход к разрушению описан как особая форма самоорганизованной критичности в ансамбле мезодефектов – структурно-ориентационные переходы. Характерной чертой является образование коллективных мод в ансамбле мезодефектов, которые отвечают за локализацию повреждённости и переход к разрушению. При исследовании структуры была обнаружена пространственная корреляция (рост показателя Хёрста), которая может быть связана с указанным переходом.

*Авторы благодарят фонд РФФИ (гранты № 08-01-00699-а, 07-01-97601-р\_офи, 07-08-96001-р\_урал\_а) за финансовую поддержку исследований*

### Список литературы

1. Наймарк О.Б., О термодинамике деформирования и разрушения твердых тел с микро-трещинами. Препринт Института механики сплошных сред АН СССР (1982).
2. Наймарк О.Б., Давыдова М.М., Плехов О.А. и др., // Физическая мезомеханика, 1999, т. 2, N3, с. 47-58.
3. O.B.Naimark, S.V.Uvarov, Nonlinear crack dynamics and scaling aspects of fracture (experimental and theoretical study). International Journal of Fracture, 2004, v. 128, n. 1, pp. 285-292.
4. O.B.Naimark, S.V.Uvarov, D.D.Radford et al, The failure front in silica glasses, In “Fifth International Symposium on Behaviour of Dense Media under High Dynamic Pressures”, Proc. Int.Conf., Saint Malo, France, 2003, v.2,pp. 65-74.

# ИССЛЕДОВАНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАСТИЧЕСКОГО СДВИГА ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ КАК РЕЗУЛЬТАТА СТРУКТУРНО-КИНЕТИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДОВ В АНСАМБЛЯХ МИКРОСДВИГОВ

Соковиков М. А.

*Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Россия.*

[sokovikov@icmm.ru](mailto:sokovikov@icmm.ru)

К числу основных гипотез, объясняющих неустойчивость пластического сдвига и тесно связанное с ней явление локализации пластической деформации, относятся предположения о разупрочнении материала, обусловленном влиянием: а) скорости деформации; б) деформации; в) температуры, вследствие диссипации энергии; г) структурных изменений. Исследованию данного явления посвящен также цикл работ по анализу устойчивости решений систем дифференциальных уравнений с использованием модельных определяющих соотношений.

Влиянию всех этих факторов посвящено значительное количество работ.

Многочисленными экспериментальными исследованиями показано, что важными дефектами структуры, определяющими релаксационные свойства и кинетику разрушения реальных материалов, являются микросдвиги и микротрещины – типичные дефекты мезоуровня [1–8].

Экспериментальные исследования микроструктуры полос адиабатического сдвига, проведенные в ряде работ, в частности [9], ясно указывают на то, что формирование полос адиабатического сдвига является результатом скачкообразных процессов в системе микросдвигов и пластических ротаций и тесно связано с изменением ориентаций зерен в узких полосах сдвига,

Обсуждаемый класс явлений в последние годы исследуется нелинейной физикой [10,11], рассматривающей данные эффекты с позиций неравновесных ориентационно-кинетических переходов.

В данной работе используется ранее разработанная теория [10,11], в которой методами статистической физики и термодинамики необратимых процессов изучается влияние микросдвигов на упругие и релаксационные свойства твердых тел материала.

Резкий переход к более упорядоченной дефектной структуре часто приводит к аномалиям деформационных свойств, которые могут проявиться, в частности, при высокоскоростном соударении ударника с преградой (выбивание пробки) [12].

В данном исследовании проведено численное моделирование механизмов неустойчивости пластического сдвига (в квазиодномерной постановке) с учетом

- термического разупрочнения (термопластической неустойчивости);
- особенностей кинетики накопления микросдвигов в материале.

Было рассмотрено деформирование плоского слоя в условиях чистого сдвига. Одна сторона слоя жестко закреплена. На другой стороне слоя задается постоянная скорость  $v_0$ .

Поведение плоского слоя при моделировании термопластической неустойчивости описывается следующими уравнениями:

$$\frac{\rho_0}{V} \frac{\partial v_z}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_z}{\partial z}; \quad (1)$$

$$r_0 c \frac{\partial T}{\partial t} = l \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + g s_z \mathcal{E}, \quad (2)$$

где  $r_0, c, l$  – плотность, теплоемкость и коэффициент теплопроводности плоского слоя,  $s_z$  – касательное напряжение,  $T$  – температура,  $v_z$  – материальная скорость,  $\dot{\epsilon}_z$  – скорость пластической деформации,  $g$  – доля работы пластической деформации, перешедшая в тепло.

Начальные и граничные условия

$$s_z(z, 0) = 0; v_z(z, 0) = 0; v_z(0, t) = 0; v_z(h, t) = v_0; \quad (3)$$

$$T(z, 0) = T_0; \frac{\partial T}{\partial z}(0, t) = \frac{\partial T}{\partial z}(h, t) = 0. \quad (4)$$

Принималось условие аддитивности упругих и пластических деформаций

$$\dot{\epsilon}_z = \dot{\epsilon}_z^e + \dot{\epsilon}_z^p.$$

Справедливость условия аддитивности упругих и необратимых скоростей деформаций обусловлена малостью упругих деформаций и гидродинамическим характером, (связанным с вязким течением вещества), необратимых деформаций.

Поведение материала слоя описывалось уравнениями

$$\frac{\partial s_z}{\partial t} = G \left( \frac{\partial v_z}{\partial z} - \dot{\epsilon}_z \right), \quad (5)$$

где  $G$  – модуль сдвига.

Скорость пластической деформации определялась из соотношения

$$\dot{\epsilon}_z^p = \frac{s_z}{m}, \quad (6)$$

где  $m$  – коэффициент вязкости.

Зависимость эффективного коэффициента вязкости от температуры принималась в виде:

$$m = a \exp(-b(T - T_0)) \quad (7)$$

Неоднородное пластическое течение слоя и дальнейшая локализация пластической деформации инициируются начальным неоднородным профилем температуры.

Поведение плоского слоя с учетом кинетики накопления микросдвигов в материале описывается следующими уравнениями.

$$\frac{\rho_0}{V} \frac{\partial v_z}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_z}{\partial z}, \quad (8)$$

$$\sigma_z = l_1 \dot{\epsilon}_z^p - l_2 \frac{\partial p_z}{\partial t}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial p_z}{\partial t} = \frac{l_2}{l_3} \dot{\epsilon}_z^p - \frac{1}{l_3} \Pi, \quad (10)$$

$$\Pi = -A_1 s_z \exp(-p_a / p_z) + B_1 (p_z - p_b) - D_1 \frac{p_z^2}{z^2}, \quad (11)$$

где  $l_1, l_2, l_3$  – кинетические коэффициенты,  $A_1, B_1, p_a, p_b$  – параметры аппроксимации,  $p_z$  – компонента тензора плотности микросдвигов.

$$\frac{\partial s_z}{\partial t} = G \left( \frac{\partial v_z}{\partial z} - \dot{\epsilon}_z \right) \quad (12)$$

Использовались начальные и граничные условия

$$s_z(z, 0) = 0; v_z(z, 0) = 0; v_z(0, t) = 0; v_z(h, t) = v_0 \quad (13)$$

$$p_z(z, 0) = 0; \frac{\partial p_z}{\partial z}(0, t) = \frac{\partial p_z}{\partial z}(h, t) = 0 \quad (14)$$

Неоднородное пластическое течение слоя и дальнейшая локализация пластической деформации инициируются начальным неоднородным распределением тензора плотности микродвигов.

Принималось условие аддитивности упругих и пластических деформаций (5).

При численном решении системы уравнений (1)–(7) и (8)–(12) использовалась явная конечно-разностная схема второго порядка точности.

В результате численного моделирования получено, что неустойчивость пластического сдвига и локализация пластической деформации может быть описана с помощью обеих использованных моделей.

Механизм термопластической неустойчивости рассматривался многими исследователями и достаточно подробно описан в литературе, например [13,14].

Модель упруго – пластического поведения материала с учетом кинетики накопления микродвигов также описывает процессы неустойчивости пластического сдвига и локализация пластической деформации. В процессе высокоскоростного деформирования в материале происходит структурно-кинетический переход по параметру плотности микродвигов, что приводит к резкому скачкообразному изменению эффективных характеристик среды, в частности, к резкому падению эффективной вязкости, и, как следствие, к резкому росту скоростей пластических деформаций и релаксации напряжений.

В реальных материалах при высоких скоростях деформации могут иметь место оба механизма, которые реализуются в различных материалах при различных условиях нагружения.

*Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ 05-08-33652а, 07-01-96004-р\_урал\_а, 07-08-96001-р\_урал\_а.*

#### **Список литературы**

1. 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.
2. Бетехтин В.И., Владимиров В.И. Кинетика микро разрушения кристаллических тел // Проблемы прочности и пластичности твердых тел.- Л.: Наука, 1979.- С.142-154.
3. 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.
4. Владимиров В.И. Физическая природа разрушения металлов. - М.: Металлургия, 1984. - 280 с.
5. Финкель В.М. Физика разрушения.- М.: Металлургия, 1970.-376 с.
6. Тамуж В.П., Куксенко В.С. Микромеханика разрушения полимерных материалов. - Рига: Зинатне, 1978. - 294 с.
7. Макклиток Ф., Аргон А. Деформация и разрушение материалов. - М.: Мир, 1970. - 454 с.
8. Регель В.Р., Слуцкер А.И., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. - М.: Наука, 1974. - 560 с.
9. Meyer L.W., Staskewitsch E., Burblied A. Adiabatic shear failure under biaxial dynamic compression/ shear loading// Mechanics of Materials.- 1994.- 17.-P.175-193
10. Naimark, O.B. Kinetic transition in ensembles of microcracks and some nonlinear aspects of fracture. In: Proceedings IUTAM Symposium on nonlinear analysis of fracture. Kluwer, The Netherlands, 1996.
11. Наймарк О.Б. Коллективные свойства ансамблей дефектов и некоторые нелинейные проблемы пластичности и разрушения // Физическая мезомеханика.- 2004.-Т.6.- С.45-72.
12. Jonas G.H. and Zukas J.A. Mechanics of penetration: analysis and experiments// Int. J. Eng. Sci. - 1978. - N11. - P.879-900.

13. Волчков В.М., Козлов А.А., Кузин П.В. Неизотермическая неустойчивость высокоскоростных упругопластических течений // Журнал прикладной механики и технической физики.- 1986. – №3.-С.133-138.
14. Елькин В.М., Михайлов В.Н., Михайлова Т.Ю. Численное моделирование пластического течения при простом сдвиге // Журнал прикладной механики и технической физики.- 2005. –Т46 – №1.-С.173-180.

## СПЛАВЫ С НИЗКИМ КОЭФФИЦИЕНТОМ ЛИНЕЙНОГО РАСШИРЕНИЯ, ПОЛУЧЕННЫЕ БЫСТРОЙ ЗАКАЛКОЙ ИЗ РАСПЛАВА

**Ширинкина И. Г., Астафьев В. В., Бродова И. Г., Яблонских Т. И.**

*Институт физики металлов УрО РАН, 620219, Екатеринбург, Россия*

[brodova@imp.uran.ru](mailto:brodova@imp.uran.ru)

В настоящее время хорошо известно, что метод быстрой закалки из расплава позволяет получать широкий спектр сплавов с дисперсной структурой и улучшенными механическими и физическими свойствами. Среди гранулируемых Al сплавов с улучшенными физическими свойствами имеют широкое практическое применение сплавы с низким термическим расширением. На основе системы Al-Si с добавками Ni, Cu, или Fe были разработаны поршневые сплавы марки SAC, в которых коэффициент теплового линейного расширения (КТЛР) приближался к КТЛР стали, и достигал  $13.5-16.5 \cdot 10^{-6}$  1/град. [1]

Данная работа инициирована необходимостью разработки новых фундаментальных подходов для дальнейшего снижения этого физического показателя.

Для достижения поставленной задачи и опираясь на известные исследования в этой области металловедения, в рамках данной работы был проведен эксперимент по двум направлениям. Изучалось влияние условий кристаллизации на формирование структуры заэвтектических сплавов системы Al-Si при быстрой закалке из расплава, а также влияние легирования Al-Si сплавов различными легкоплавкими и тугоплавкими добавками на дисперсность структуры и величину КТЛР.

В качестве объекта исследования были взяты быстрозакристаллизованные образцы (диаметром 80 мм и толщиной 1 мм), полученные методом центробежного литья в медный щелевой кокиль с двухсторонним охлаждением. Скорость охлаждения составляла  $10^4$  К/с.

Исследования структуры были выполнены посредством оптической микроскопии на микроскопе «Neophot-32».

Температурная зависимость КТЛР в силумине измерялась на кварцевом дилатометре модели DL-1500 RHP фирмы ULVAC-SINKU RIKO (Япония) в динамическом режиме нагрева/охлаждения с постоянной скоростью нагрева 2 К/мин. в атмосфере чистого гелия при давлении  $p \approx (55-70)$  кПа. Погрешность измерений среднего КТЛР во всем интервале температур (273–373)К составляла не более  $\pm 0.35 \cdot 10^{-6}$  1/град.

Изучено влияние перегрева на значение КТЛР расплава Al-28%Si. Было установлено, что перегрев расплава до  $1400^{\circ}\text{C}$  и его быстрая закалка способствовали измельчению структурных составляющих и, в частности, кристаллов первичного Si до 30 мкм, в результате чего значение КТЛР снизилось с  $22 \cdot 10^{-6}$  до  $15,5 \cdot 10^{-6}$  1/град (при  $t_{\text{ком}}$ ).

С целью дальнейшего снижения КТЛР было проведено легирование сплава Al-30%Si легкоплавкой добавкой – сурьмой. Исследованы образцы, получены при раз-

ной температурно-временной обработке расплава с различным содержанием Sb. Установлено, что наиболее низкие значения КТЛР ( $11 \cdot 10^{-6}$  1/град) получены в быстро-закаленных образцах из сплава Al-30%Si с добавкой 20%Sb, выплавленные при нагреве расплава до  $1400^{\circ}\text{C}$ . Структура такого сплава представляет собой конгломерат дисперсных кристаллов Si и SbAl на фоне тройной Al-Si-Sb эвтектики.

В качестве второй добавки была использована медь, концентрация которой в сплавах варьировалась от 10 до 30%. Изучение структуры показало, что в результате быстрой закалки из расплава формируется естественный композитный материал, состоящий из равномерно расположенных по сечению кристаллов кремния, алюминидов меди и сурьмы. Размер фаз не превышает 5–10 мкм. Необходимо подчеркнуть, что увеличение концентрации меди привело к дополнительному снижению КТЛР и его минимальное значение достигло  $7.8 \cdot 10^{-6}$  1/град.

Таким образом, можно констатировать, что применение метода быстрой закалки из расплава позволило значительно повысить содержание кремния в силумине, а дополнительное легирование сплавов сурьмой и медью – получить материал с более низким, чем у стали КТЛР.

*Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Молодежного проекта УрО РАН и НШ-643.2008.3*

#### **Список литературы**

1. Промышленные алюминиевые сплавы./Под ред. Ф.И. Квасова, И.Н. Фридляндера.-М.: Металлургия, 1972. 552 с.

### **ЗАВИСИМОСТЬ МИКРОТВЕРДОСТИ Al ОТ ВРЕМЕНИ ПОСЛЕ МАГНИТНОЙ ОБРАБОТКИ**

**Смирнов А. Е., Беккауер Н. Н.**

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

Обнаружено, что предварительная выдержка образцов Al в постоянном магнитном поле 0.3 Тл в течение 1 часа оказывает влияние на величину их микротвердости. Зависимость микротвердости от времени после намагничивания носит немотонный характер. Она имеет максимум при времени выдержки 2 суток, а затем падает до первоначальных значений.

Предполагается, что эволюция примесной структуры в приповерхностном слое образца задается диффузией примеси из атмосферы. Это способствует созданию структурного мотива, чувствительного к магнитному полю, что соответствует максимуму эффекта при двухсуточной выдержке. Дальнейшая эволюция структуры приводит к исчезновению магниточувствительного мотива и утрате комплексами способности перестраиваться в магнитном поле.

*Авторы благодарят В. И. Альшица за полезные дискуссии.*

*Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 06-02-16181).*

## МОДЕЛЬ ДИФФУЗИИ ИЗ ПОСТОЯННОГО ИСТОЧНИКА ПО НЕСТАЦИОНАРНЫМ ДИСЛОКАЦИОННЫМ ТРУБКАМ

Красильников В. В., Савотченко С. Е.

*Белгородский государственный университет, Российская Федерация, Белгород,*  
[kras@bsu.edu.ru](mailto:kras@bsu.edu.ru)

Результаты ряда экспериментов показывают, что диффузия атомов по дислокациям происходит значительно быстрее, чем по свободному от дислокаций объему кристалла. Исследования закономерностей диффузии по малоугловым границам зерен, представляющим собой стенки из отдельных дислокаций, также свидетельствуют об ускоренной диффузии по дислокациям [1]. При изучении диффузии в малоугловых границах предполагается, что плотность дислокаций в кристалла мала. Это позволяет считать, что дислокации расположены достаточно далеко друг от друга и, поэтому, их можно рассматривать изолированными.

Для теоретического описания механизмов диффузии по дислокациям предложено несколько моделей, таких как модели диффузии по изолированным дислокационным трубкам (модели Смолуховского, Ле-Клера и Рабиновича, Вуттига и Бирнбаума) [2]. В этих моделях предполагается, что дислокация представляет собой цилиндрическую трубку радиуса  $r_d$ . Дислокационные трубки проходят через кристалл перпендикулярно его поверхности, на которую нанесен диффузانت. Внутри дислокационной трубки считается справедливым закон Фика для однородно среды. Коэффициент диффузии в дислокационной трубке  $D_d$  в силу ускоренной в ней диффузии предполагается много больше, чем в объеме кристалла  $D$ , то есть  $D_d \gg D$ .

В модели Смолуховского использовались приближения [3], аналогичные модели Фишера для диффузии в изолированной границе [4]. Было показано, что логарифм средней концентрации диффузанта в тонком сечении, перпендикулярном дислокационным трубкам, пропорционален расстоянию от поверхности кристалла, на которую нанесен слой диффузанта. Более точное выражение для оценки угла наклона логарифма средней концентрации диффузанта в рамках такой модели было получено в [5]. Без использования приближений, аналогичным модели Фишера, в [6] была предложена Ле-Клером и Рабиновичем модель диффузии по изолированным дислокационным трубкам.

В [7] Вуттигом и Бирнбаумом была предложена модель диффузии, используемая при измерениях методом накопления, когда измеряется количество диффузанта, проникшего сквозь образец на его тыльную поверхность, спустя различные промежутки времени.

Во всех упомянутых моделях считалось, что дислокационные трубки и стенки являются стационарными и покоящимися. В данной работе предлагается обобщение модели Вуттига-Бирнбаума для случая диффузии по нестационарным дислокационным трубкам. Существенную роль нестационарность дислокационных трубок может иметь при измерении коэффициентов диффузии по дислокациям в недавно приготовленных образцах. В этом случае релаксация границ дислокационных трубок еще не произошла до конца, что может повлиять на измеряемые значения эффективного коэффициента диффузии.

В предлагаемой в данной работе модели нестационарность дислокационных трубок будет учитываться посредством зависимости коэффициента диффузии в дислокационной трубке  $D_d$  от времени  $t$ . Следуя [7], будем считать, что концентрация

внутри трубки  $c_d$  не зависит от  $r$  – расстояния от оси симметрии дислокационной трубки радиуса  $r_d$ . Направим ось  $Oz$  перпендикулярно поверхности кристалла в его глубину, и пусть в плоскости  $z = 0$  расположена поверхность, на которую нанесен слой диффузанта, а плоскость  $z = h$  является тыльной стороной образца толщины  $h$ . Предполагается, что дислокационная трубка проходит через весь образец.

Радиальный градиент концентрации диффузанта в зерне считается не зависящим от времени. Как было показано в [7], концентрация диффузанта в зерне  $c_g$  при этом условии определяется выражением:

$$c_g = c_d \frac{\ln(r/r_m)}{\ln(r_d/r_m)}, \quad r > r_d \quad (1)$$

где  $r_m$  – половина расстояния между дислокациями. Уравнение, описывающее распределение концентрации диффузанта в дислокационной трубке при  $r < r_d$ , при сделанных предположениях записывается в виде:

$$\frac{\partial c_d}{\partial t} = D_d(t) \frac{\partial^2 c_d}{\partial z^2} + \frac{2D}{r_d} \frac{\partial c_g}{\partial r} \Big|_{r=r_d}. \quad (2)$$

Подстановка (1) в (2) приводит к уравнению:

$$\frac{\partial c_d}{\partial t} = D_d(t) \frac{\partial^2 c_d}{\partial z^2} - q^2 c_d, \quad r < r_d, \quad (3)$$

где  $q^2 = \frac{2D}{r_d^2 \ln(r_m/r_d)}$ . При условии  $D_d \gg D$  недооценка отвода диффузанта из дислокационной трубки в объем в уравнении (3) при малых временах оказывается несущественной [2].

Если считать, что в начальный момент времени образец не содержал диффузанта, то следует использовать начальное условие

$$c_d(z, 0) = c_0 \delta(z), \quad (4)$$

где  $\delta(z)$  – дельта-функция Дирака (правосторонняя),  $c_0$  – постоянная концентрация диффузанта, поддерживаемая на поверхности образца. Так как рассматривается диффузия из постоянного источника, то на входе дислокационной трубки используется граничное условие:

$$c_d(0, t) = c_0. \quad (5)$$

На выходе дислокационной трубки считается, что диффузانت не накапливается, а распределяется по поверхности образца. Это означает, что следует использовать модель «открытой трубки», в которой на тыльной стороне трубки задается граничное условие:

$$c_d(h, t) = 0. \quad (6)$$

Использование условия (6) предполагает, что тыльная поверхность образца представляет собой сток бесконечной мощности, такой, что концентрация диффузанта на выходе дислокационной трубки всегда равна нулю.

Таким образом, математическая формулировка предложенной модели представляет собой начально-краевую задачу (3)-(6).

Для метода накопления необходимо вычислить количество диффузанта, прошедшего за время  $t$  через образец и собравшегося на единице площади тыльной поверхности кристалла. Это количество диффузанта в модели «открытой трубки» определяется через концентрацию диффузанта  $c_d$  по формуле:

$$Q(t) = -\pi r_d^2 \rho_d \int_0^t D_d(\tau) \frac{\partial c_d(z, \tau)}{\partial z} \Big|_{z=h} d\tau, \quad (7)$$

где  $\rho_d$  – плотность дислокаций.



Решив начально-краевую задачу (3)-(6), можно получить концентрацию диффузанта внутри дислокационной трубки в виде разложения в обобщенный ряд Фурье:

$$c_d(z, t) = c_0 \left\{ 1 - \frac{z}{h} - \frac{2}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} F_k(t) \sin\left(\frac{\pi k z}{h}\right) \right\}, \quad (8)$$

где

$$F_k(t) = \frac{1}{k} e^{-q^2 t - (\pi k / h)^2 I(t)} \left\{ 1 + q^2 \int_0^t e^{q^2 \tau + (\pi k / h)^2 I(\tau)} d\tau \right\}, \quad I(t) = \int_0^t D(s) ds.$$

Подставив (8) в (7), можно получить явное выражение для количества диффузанта, прошедшего через образец:

$$Q(t) = Q_0 \left\{ I(t) + 2 \int_0^t D_d(\tau) \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k} e^{-q^2 \tau - (\pi k / h)^2 I(\tau)} \left( 1 + q^2 \int_0^{\tau} e^{q^2 s + (\pi k / h)^2 I(s)} ds \right) d\tau \right\}, \quad (9)$$

где  $Q_0 = \pi r_d^2 \rho_d c_0 / h$ .

Если дислокационные трубки являются нестационарными, то по аналогии с нестационарными границами зерен [8], можно ввести их избыточную энергию (на один атом) и для оценки ее релаксации использовать выражение:

$$\Delta E(t) = \Delta E_0 \exp(-t / t_0), \quad (10)$$

где  $\Delta E_0$  – значение избыточной энергии границ дислокационных трубок, до которого происходит релаксация,  $t_0$  – характерное время их релаксации.

Зависимость от времени неравновесного коэффициента диффузии по дислокациям в этом случае имеет вид:

$$D_d(t) = D_{de} \exp(\Delta E(t) / k_B T), \quad (11)$$

где  $D_{de}$  – коэффициент диффузии по равновесным дислокационным трубкам,  $T$  – температура отжига,  $k_B$  – константа Больцмана.

Подстановка явной зависимости коэффициента диффузии от времени (11) в (9) позволяет получить прошедшее через образец за определенные промежутки времени количество диффузанта.

Полученное в данной работе выражение (9) с учетом (10) и (11) можно назвать обобщением решения Вуттига-Бирнбаума для диффузии по нестационарным дислокационным трубкам.

*Работа выполнена при финансовой поддержке грантов БелГУ (ВКГ 201-08).*

## 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. Kaur I., Mishin Y., Gust W. Fundamentals of Grain and Interphase Boundary Diffusion. Chichester: John Wiley & Sons Ltd., 1995. 512 p.
3. Smoluchowski R. // Phys. Rev. 1952. Vol.87. P.482.
4. Fisher J.C. // J. of App. Phys. 1951. Vol. 22. N. 1 P.74-77.
5. Павлов П.В., Пантелеев В.А., Майоров А.В. // ФТТ. 1964. Т.6. С.382.
6. Le Clair A.D., Rabinovitch A. // J. Phys. C: Solid State Phys. 1981. Vol.14. P.3863.
7. Wuttig M., Birnbaum H.K. // Phys. Rev. B. 1970. Vol.2. P.1619.
8. Назаров А.А. // ФТТ. 2003. Т.45. Вып.6. С.1112-1114.

## ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СКОРОСТНУЮ ЗАВИСИМОСТЬ ПРЕДЕЛА ТЕКУЧЕСТИ НОРМАЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ В ОБЛАСТИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР

**Малашенко В. В.**

*Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины,  
Донецк, Украина,  
[malashenko@kinetic.ac.donetsk.ua](mailto:malashenko@kinetic.ac.donetsk.ua)*

*Донецкий национальный технический университет, Донецк, Украина*

Область скоростей движения дислокаций в кристалле, как известно, можно разделить на две: область термоактивированного движения и динамическую область, в которой кинетическая энергия дислокационного движения превосходит энергию взаимодействия с локальными препятствиями. В области высоких температур движение дислокаций в динамической области определяется в основном рассеянием на фононах. При низких температурах ( $T < 25$  К) доминирующими в металлах становятся торможение дислокаций примесями и электронами проводимости. Динамическое торможение дислокаций примесями исследовалось в работах [1–3], где было показано, что скоростная зависимость силы динамического торможения дислокации точечными дефектами имеет немонотонный характер: она линейно растет с ростом скорости в области коллективного взаимодействия и убывает обратно пропорционально скорости в области независимых столкновений. Сила электронного торможения дислокации в магнитном поле была вычислена в классическом [4] и квантовом случае [5, 6]. Как следует из [6], магнитное поле существенно влияет на электронное торможение лишь в том случае, когда оно направлено параллельно линии дислокации. В настоящей работе исследуется влияние магнитного поля на динамику дислокаций в нормальных металлах с высокой концентрацией примеси в области низких температур ( $T < 25$ К) и на скоростную зависимость предела текучести этих металлов.

Рассмотрим равномерное скольжение бесконечной краевой дислокации под действием постоянного внешнего напряжения  $S_0$  в поле точечных дефектов, хаотически распределенных в объеме кристалла. Линия дислокации и направление магнитного поля параллельны оси  $OZ$ , вектор Бюргера параллелен оси  $OX$ , в положительном направлении которой дислокация скользит с постоянной скоростью  $v$ . 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 вид

$$m \left\{ \frac{\partial X^2}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 X}{\partial z^2} \right\} = b \left[ S_0 + S_{xy}(vt + w; z) \right] - B_{el} \frac{\partial X}{\partial t} \quad (2)$$

Здесь  $m$  – масса единицы длины дислокации,  $B_{el}$  – электронная константа демпфирования,  $c$  – скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле,  $S_{xy}$  – компонента тензора напряжений, создаваемых дефектами на линии дислокации. Константа электронного торможения, согласно [4], зависит от величины маг-

нитного поля, если оно направлено параллельно линии дислокации. При скоростях дислокации  $v < b/t$  ( $t$  – время свободного пробега электронов) сила электронного торможения в сильных магнитных полях (т.е. при выполнении условия  $w_H t > 1$ ), согласно [4] примерно в  $w_H t$  раз больше своего значения в отсутствие поля ( $w_H$  – циклотронная частота)

$$F_{el} = B_{el}(H)v = w_H t B_{el}(0)v; \quad w_H = \frac{em_0 H}{m_e}; \quad B_{el}(0) = \frac{m^2 b^2 l^2 q_m}{(2p\hbar)^3} \approx \frac{bn_e e_F}{v_F} \quad (3)$$

где  $q_m \approx 1/a$ ,  $e_F$  и  $v_F$  – энергия и скорость Ферми,  $B_{el}(0)$  – константа электронного торможения при  $H = 0$ ,  $n_e$  – концентрация электронов проводимости,  $e$  и  $m_e$  – заряд и масса электрона,  $m_0$  – магнитная постоянная. Воспользовавшись результатом работы [1], запишем выражение для силы торможения дислокации в нормальном металле в области низких температур в следующем виде

$$F = \frac{B_d v}{1 + v^2/v_1^2} + B_{el}(H)v, \quad (4)$$

где  $B_d$  – константа демпфирования, обусловленная взаимодействием дислокации с точечными дефектами

$$B_d = \frac{pn_d^{1/3} m^2 g^{2/3} b^4}{3mc^3 R} \approx \frac{mb}{c} \sqrt[3]{n_d g^2}, \quad (5)$$

где  $R$  – радиус дефекта,  $g$  – параметр несоответствия,  $m$  – модуль сдвига,  $n_d$  – безразмерная концентрация точечных дефектов. Согласно [1],

$$v_1 = c(n_d g^2)^{1/3} \quad (6)$$

Подставляя (3) в (4), получим явный вид зависимости силы торможения дислокации от напряженности магнитного поля

$$F = \frac{B_d v}{1 + v^2/v_1^2} + \frac{em_0 H t}{2m_e} B_{el}(0)v. \quad (7)$$

Зависимость  $F(v)$  для различных значений магнитного поля схематично показана на рис. 1. Максимум на этом графике соответствует переходу от коллективного взаимодействия дефектов с дислокацией к независимым столкновениям с ними. Соответствующая ему скорость  $v_1$  не зависит от величины магнитного поля.

Минимум кривой  $F(v)$  соответствует переходу от области, где доминирующим является торможение дислокации дефектами ( $v < v_2$ ) к области доминирования электронного торможения ( $v > v_2$ ).

$$v_2 = v_1 \sqrt{\frac{B_d}{B_{el}(H)}} = 2pg \sqrt{\frac{(1-g)n_d m R c}{3B}} \quad (8)$$

Отметим, что формулы (4), (7) и (8) справедливы только для  $w_H t > 1$ .

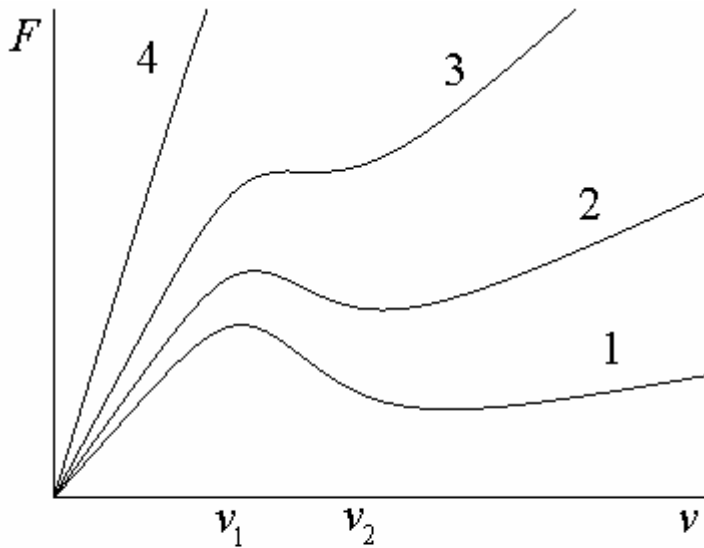
Анализируя формулу (7), получим, что зависимость  $F(v)$  имеет максимум и минимум для полей  $H < H_c$ , где величина критического поля  $H_c$  задается выражением

$$H_c = \frac{mbm_e}{4cem_0 t B_{el}(0)} \sqrt[3]{n_d g^2} \quad (9)$$

С ростом величины поля точка минимума приближается к точке максимума, при  $H = H_c$  они сливаются, образуя точку перегиба. Пусть в кристалле имеется одна действующая система скольжения с однородной вдоль кристалла плотностью подвижных дислокаций  $N$ . В этом случае кинетика процесса пластической деформации определяется уравнением

$$\dot{\epsilon} = bN\bar{v} \quad (10)$$

Здесь  $\dot{\epsilon}$  – скорость пластической деформации,  $\bar{v}$  – средняя скорость движения дислокаций. Поскольку деформирующее напряжение может быть выражено через силу дислокационного торможения как  $s = F/b$ , а скорость пластической деформации пропорциональна средней скорости дислокации и выражается через нее с помощью



**Рис. 1.** Зависимость полной силы торможения дислокации от скорости дислокационного скольжения для разных значений напряженности магнитного поля ( $H_4 > H_3 > H_2 > H_1$ )

формулы (10), приходим к выводу, что зависимость деформирующего напряжения от скорости деформации  $s(\dot{\epsilon})$  в условиях активной деформации должна описываться такими же кривыми, как и  $F(v)$ , которые приведены на рис.1. Наиболее удобной характеристикой, позволяющей исследовать влияние магнитного поля на динамику дислокаций, является предел текучести металла. Поскольку в рассматриваемом случае величина предела текучести будет определяться взаимодействием дислокаций с примесями и электронами, зависимость предела текучести от скорости деформации также может

быть качественно описана приведенными выше кривыми, т.е. при увеличении скорости деформации величина предела текучести должна сначала возрастать, затем (в области динамической неустойчивости) – уменьшаться, а после прохождения этой области снова возрастать. Такое поведение предела текучести должно иметь место и в области высоких температур при высокой концентрации примеси, однако тогда оно будет определяться конкуренцией примесного и фононного, а не электронного торможения. В частности, авторы работы [7], исследуя кристаллы хлористого натрия с высокой концентрацией примеси, действительно наблюдали, что с ростом скорости деформации предел текучести сначала возрастал, а затем начинал убывать. В области низких температур в отсутствие магнитного поля предел текучести в области динамической неустойчивости должен убывать при повышении скорости деформирования. Прикладывая сильное поле и повышая его величину, мы замедлим это спадание и уменьшим его область, а когда напряженность поля превысит критическое значение, спад предела текучести должен смениться его ростом.

### Список литературы

1. В.В. Малашенко, *ФТТ* 49, 78 (2007).
2. В.В. Малашенко, *ФТТ* 48, 433 (2006).
3. V.V. Malashenko, V.L. Sobolev, V.I. Khudik, *Phys. Stat. Sol. (b)*, 143, 425 (1987).
4. В.Я. Кравченко, *Письма в ЖЭТФ* 12, 551 (1970).
5. В.Д. Нацик, Л.Г. Потемина, *ЖЭТФ* 67, 23(1974).
6. А.М. Гришин, Э.А. Канер, Э.П. Фельдман, *ЖЭТФ* 70, 1445 (1976).
7. Р.П. Житару, Н.А. Палистрант, В.А. Рахвалов, *Письма в ЖТФ*, 24, 30 (1998)

# ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ФОРМИРОВАНИЯ ЗОНЫ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКОГО СДВИГА В СВИНЦЕ

Самохина С. И., Петелин А. Е., Колупаева С. Н.

*Томский государственный архитектурно-строительный университет*  
[svip@sibmail.com](mailto:svip@sibmail.com)

Исследование образования, взаимодействия и динамики дислокаций, как в большой степени определяющее пластические свойства металлов, в течение многих лет привлекает внимание специалистов в области физики и механики прочности и пластичности твёрдого тела. Для изучения закономерностей формирования дислокационных скоплений используются экспериментальные методы, и все шире применяется моделирование. Большое число результатов получено при имитационном моделировании движения дислокации в поле дискретных препятствий; а также развиваются математические модели динамики дислокаций.

Для исследования динамики дислокаций при формировании зоны кристаллографического сдвига в условиях пластической деформации в работе используется математическая модель [1–2], включающая систему обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих движение  $i$ -ой дислокации, формирующей зону сдвига. В качестве переменных модели используются кинетическая энергия скользящей дислокации и её радиус, которые зависят от времени движения дислокации. В модели формирования дислокационной петли учтены силы Пича-Кёлера, а также силы сопротивления движению дислокации, обусловленного линейным натяжением, скоплением ранее произведенных источником дислокаций, решеточным, примесным и дислокационным трением и вязким торможением. Для дислокаций винтовой ориентации в модели также учтено дополнительное сопротивление, связанное с генерацией точечных дефектов за порогами на дислокации. Система уравнений модели имеет вид [1–2]:

$$\begin{cases} \frac{de_k^{(i)}}{dt} = \left( tb - t_R b - \frac{e_0 + e_k}{r} - \frac{p_j p_s \chi}{8} G b^2 r r - \frac{G b^2 (i-1)}{2p} \frac{2-n}{2(1-n)} \frac{1}{D/2-r} \right. \\ \left. - B c \sqrt{1 - \left( \frac{e_k^{(i)}}{e_0} + 1 \right)^{-2}} \right) c \sqrt{1 - \left( \frac{e_k^{(i)}}{e_0} + 1 \right)^{-2}}, \\ \frac{dr}{dt} = c \sqrt{1 - \left( \frac{e_k^{(i)}}{e_0} + 1 \right)^{-2}}. \end{cases} \quad (1)$$

где  $e_k^{(i)}$  – кинетическая энергия единицы длины  $i$ -ой расширяющейся дислокации;  $n$  – коэффициент Пуассона;  $t$  – внешнее напряжение;  $r$  – радиус расширяющейся дислокации;  $t$  – время,  $t_R = \tau_f + \tau_d$ ,  $\tau_f$  – напряжение решеточного и примесного трения;  $\tau_d = \alpha G b \rho^{1/2}$  – дислокационное сопротивление движению дислокации;  $\alpha$  – параметр, характеризующий интенсивность междислокационных взаимодействий;  $\rho$  – плотность дислокаций,  $B$  – коэффициент вязкого торможения движущейся дислокации;  $v$  – скорость дислокации;  $G$  – модуль сдвига;  $b$  – модуль вектора Бюргерса;  $\xi$  – множитель Смоллмена ( $\xi = \rho_f / \rho$ ,  $\rho_f$  – число дислокаций некомпланарных систем, пересекающих единицу площади скольжения),  $p_s$  – доля порогов на околосвинтовых дислокациях,  $p_j$  – доля порогаобразующих дислокаций некомпланарных систем,  $e_0$  – энергия единицы длины покоящейся дислокации;  $D$  – средний диаметр элементарного скольжения (зоны сдвига). Слагаемые в правой части первого уравнения системы (1)

представляют, соответственно, силу Пича-Кёлера и диссипативные силы, обусловленные: решеточным, примесным и дислокационным трением; линейным натяжением; генерацией точечных дефектов; обратными полями напряжений со стороны скопления ранее испущенных дислокаций и вязким торможением.

Уравнения математической модели формирования дислокационной петли записаны с использованием приближения постоянного линейного натяжения. Поле дискретных препятствий различной природы заменяется однородной средой, оказывающей движущейся дислокации такое сопротивление, что и исходное поле препятствий. Использовано предположение, что все пороги, находящиеся на винтовых составляющих дислокационной петли, производят точечные дефекты, причём напряжение, связанное с генерацией точечных дефектов, предполагается равномерно распределенным по всей длине петли (далее такую дислокацию будем называть производящей точечные дефекты). В этом случае после замыкания источника дислокационная петля в форме окружности при расширении сохраняет эту форму.

Число дислокационных петель в зоне сдвига достигает десятков, сотен и тысяч дислокаций [1–2], и, соответственно, для получения характеристик зоны кристаллографического сдвига при одном наборе значений параметров требуется провести расчеты для каждой из дислокаций зоны сдвига, то есть провести сотни вычислительных экспериментов. Чтобы провести параметрический анализ характеристик элементарных кристаллографических скольжений и зоны сдвига, требуется выполнить объём расчетов, затруднительный без наличия высокой степени автоматизации вычислений. Кроме того, проведение исследований, даже при наличии разработанных моделей, практически недоступно пользователю, не имеющему навыков программирования и опыта численного решения дифференциальных уравнений.

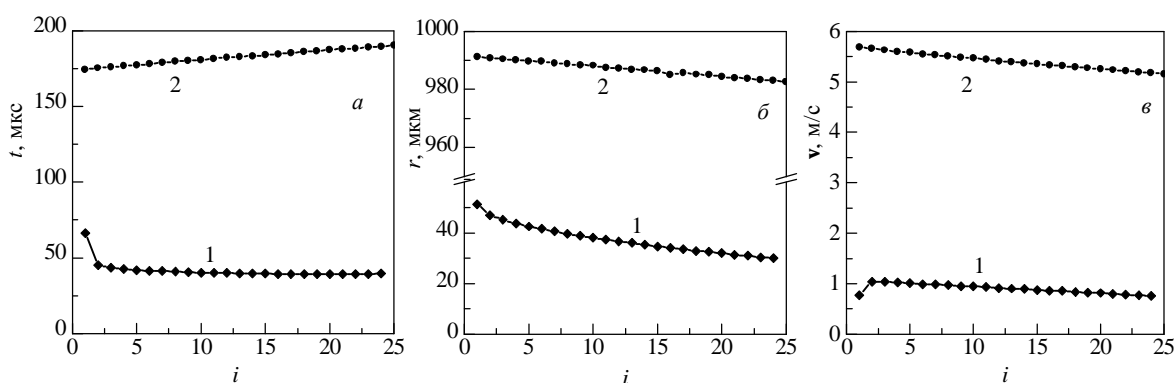
Для автоматизации вычислений ведется разработка специализированного программного комплекса DDCS (Dislocation Dynamics of Crystallographic Slip – дислокационная динамика кристаллографического скольжения) для исследования закономерностей формирования элементарного скольжения и зоны кристаллографического сдвига в ГЦК металлах, имеющего развитый интерфейс пользователя [3]. Вычислительные модули программного комплекса реализуют неявный метод Гира переменного порядка для решения жестких систем обыкновенных дифференциальных уравнений (с использованием вектора Нордсика).

В настоящей работе представлены результаты исследования формирования зоны сдвига в свинце. Расчеты выполнены для температуры, равной  $T = 298$  К и напряжения  $\tau = 2,5$  МПа для следующих значений параметров:  $\xi = 0,5$ ;  $G = 5,7 \cdot 10^9$  Н/м<sup>2</sup>;  $B = 3,43 \cdot 10^{-5}$  Па·с,  $b = 2,5 \cdot 10^{-10}$  м;  $\alpha = 0,5$ ;  $\tau_f = 1$  МПа;  $\rho = 10^{12}$  м<sup>-2</sup>;  $\nu = 1/3$ ;  $p_j = 0,5$ ;  $p_s = 1/3$ .

На рис. 1 приведены зависимости времени пробега, радиуса и средней скорости дислокации от порядкового номера дислокации, произведенной сегментом-источником, для свинца, полученные с использованием двух моделей – модели дислокации, производящей точечные дефекты (1) и модели скользящей дислокации, не производящей точечные дефекты (2). На рис. 1б на оси ординат (где представлен радиус остановившейся дислокационной петли) сделан разрыв от 60 мкм до 950 мкм, что связано с большой разницей значений, полученных для дислокации, генерирующей и не генерирующей точечные дефекты при своём движении.

Время движения дислокации увеличивается с увеличением её порядкового номера в дислокационном скоплении для дислокаций, производящих точечные дефекты, и уменьшается для дислокаций, не производящих точечные дефекты (рис. 1а). Радиус остановившейся дислокации практически линейно уменьшается с увеличением её порядкового номера, причём для дислокаций, производящих точечные дефекты, уменьшение радиуса между двумя соседними дислокациями больше, чем для дислокации, не производящей точечные дефекты (рис. 1б). Скорость дислока-

ции, не производящей точечные дефекты, уменьшается с увеличением ее порядкового номера (рис. 1в, кривая 2). Для дислокаций, производящих точечные дефекты, средняя скорость первой дислокации, произведенной сегментом-источником, ниже всех последующих, поскольку время движения первой дислокации существенно больше последующих, за счет того, что перед остановкой, она долго движется с низкой скоростью. Начиная со второй, все последующие дислокации движутся с уменьшающимися средними скоростями, поскольку их движению препятствует сопротивление от скопления ранее испущенных дислокаций, которое возрастает с увеличением количества дислокаций (рис. 1в, кривая 1).



**Рис. 1.** Зависимость времени движения (а), радиуса (б) и средней скорости (в) дислокации от порядкового номера дислокации, произведенной дислокационным источником для дислокации, производящей (1) и не производящей (2) точечные дефекты. Свинец, температура 298 К.

Количество дислокаций, формирующих зону сдвига для дислокаций, производящих и не производящих точечные дефекты, различается более, чем в два раза (в представленных в работе условиях при формировании зоны сдвига дислокациями, генерирующими точечные дефекты, дислокационный источник испускает 24 дислокации, а если дислокации не производят точечных дефектов, то 58).

*Работа выполнена при финансовой поддержке совета по грантам Президента Российской Федерации для поддержки молодых российских ученых и ведущих научных школ (грант для государственной поддержки молодых российских ученых – кандидатов наук в 2007 году МК-2007, номер гранта МК-2455.2007.8).*

## Список литературы

1. Пуспешева С.И., Колупаева С.Н., Попов Л.Е. Динамика кристаллографических скольжений в меди // *Металловедение*. – 2003. – № 9. – С. 14-19.
2. Попов Л.Е., Колупаева С.Н., Пуспешева С.И. Дислокационная динамика планарного кристаллографического скольжения / *Сплавы с эффектом памяти формы и другие перспективные материалы: Труды XXXVIII международного семинара «Актуальные проблемы прочности» в 2-х частях (24-27 сентября 2001 г., г. Санкт-Петербург), Санкт-Петербург, 2001.* – С. 210-216.
3. Самохина С.И., Петелин А.Е., Колупаева С.Н. Моделирование зоны кристаллографического сдвига в ГЦК металлах. Численное решение системы жестких дифференциальных уравнений // *Вестник ТГУ. Приложение*. – 2007. – № 23. – С. 333-338.

## ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ РАДИАЦИОННОГО СТАРЕНИЯ НА ПОЛЗУЧЕСТЬ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ

Арутюнян Р. А.

*Санкт-Петербургский государственный университет, Россия*

[Robert.Arutyunyan@paloma.spbu.ru](mailto:Robert.Arutyunyan@paloma.spbu.ru)

Большинство металлических сплавов, используемых в современной технике, являются метастабильными твердыми растворами, склонными к распаду и образованию насыщенного раствора и стабильных частиц выделений. Как показывают опыты, соответствующие изменения претерпевают физико-механические свойства рассматриваемых материалов [1]. Распад твердого раствора существенно ускоряется при воздействии различных физических полей: силовых, радиационных, тепловых и др. В совокупности эти процессы известны как эффекты старения. В частности, деформационное старение обычно определяется как зависящее от времени изменение свойств материалов в процессе деформации и после нее. В мировой литературе накоплены многочисленные исследования по влиянию процессов старения на изменение скорости ползучести, которые указывают, что процессы деформационного и радиационного старения способствуют разупрочнению материала и ускорению скорости ползучести. Эффекты разупрочнения при ползучести для “чистых” металлов удается объяснить физической нестабильностью материала, в частности, ускорением процесса отрыва в окрестностях зернограницных пор [2]. В металлических сплавах существенное влияние на скорость ползучести на всех стадиях оказывают также процессы распада и образования вторичных фаз. Эти изменения фазового состава вначале упрочняют материал и снижают скорость ползучести, затем происходит коагуляция частиц второй фазы, способствующая разупрочнению материала, увеличению скорости ползучести и ускорению процесса разрушения [3].

Влияние избыточной концентрации различных дефектов, внесенных закалкой и пластической деформацией на распад твердых растворов, исследовано подробно [1]. В то же время, как указывается многими исследователями [4], более сложная проблема радиационного распада изучена довольно слабо. Эта проблема связана с процессами внедрения в материал различных радиационных повреждений и их влияние на кинетику распада твердых растворов с учетом стадий отжига дефектов, соответственно, изменения механических характеристик материалов, которые, как показывают опыты, могут быть довольно сложными. В процессе облучения возникают простые и сложные комплексы дефектов, в том числе вакансии и междоузельные или внедренные атомы. При этом часть дефектов способна аннигилировать на противоположных по типу дефектах, сливаясь с дислокациями или выходя на поверхность. Другая часть дефектов может объединиться в скопления, образуя поры внутри твердого тела. В свою очередь внедренные атомы могут также объединиться и образовывать участки лишней атомной плоскости. Эти процессы способствуют ускорению распада твердого раствора и, соответственно, изменению его механических свойств.

Для учета старения в уравнениях теории ползучести рассмотрим переменную

$$\beta = \frac{c_0 - c}{c_0 - c_\infty},$$
 характеризующую изменение объемной доли упрочняющих фаз [3].

Здесь  $c_0$ ,  $c$ ,  $c_\infty$  – начальная, текущая и конечная концентрация легирующего элемента, ведущего превращение.



Скорость изменения  $\beta$  – фазы зададим следующим уравнением

$$\frac{d\beta}{dt} = (1 - \beta)f(\sigma, T, \phi, t), \quad (1)$$

где  $T$  – температура,  $\sigma$  – напряжение,  $\phi$  – доза облучения,  $t$  – время.

При анализе экспериментальных данных для стареющих сталей и сплавов используют обычно степенную аппроксимацию  $f(t) = k_0 t^n$  [1]. В этом случае решение уравнения (1) при начальном условии  $t = 0, \beta = 0$  имеет вид

$$\beta = 1 - e^{-k_1 t^{n+1}}, \quad (2)$$

где  $k_1 = k_0(n+1)$ .

Учитывая отмеченную зависимость скорости ползучести  $\dot{\epsilon}$  от процесса распада на стадии разупрочнения, и рассматривая, в первом приближении, кинетическое уравнение первого порядка, т.е. считая  $n = 0$ , примем, следуя концепции поврежденности [5], следующее уравнение для скорости ползучести

$$\dot{\epsilon} = B(T) e^{\phi t} e^{a\sigma} (1 - \beta)^{-m} \quad (3)$$

где  $a, m$  – постоянные,  $B = B(T)$ ,  $\phi = \phi(\phi)$ ,  $\phi$  – доза облучения.

При условии  $\beta = 0$  уравнение (3) совпадает с законом ползучести для среды стабильного состава. С увеличением  $\beta$  скорость ползучести возрастает и, когда  $\beta \rightarrow 1$  скорость ползучести  $\dot{\epsilon}$  стремится к бесконечности. Такое положение соответствует экспериментальным данным изменения скорости ползучести на большом временном интервале кривой ползучести и характеризуется разупрочняющим влиянием стадии коагуляции частиц второй фазы.

Учитывая (2) (при условии  $n = 0$ ), уравнение (3) запишем в следующем виде

$$\dot{\epsilon} = B(T) e^{a\sigma} e^{(\phi+b)t}, \quad (4)$$

где  $b = m k_0$ .

При постоянном напряжении и постоянных коэффициентах решение уравнения (4) с учетом начальных условий  $t = 0, \epsilon = 0$  имеет вид

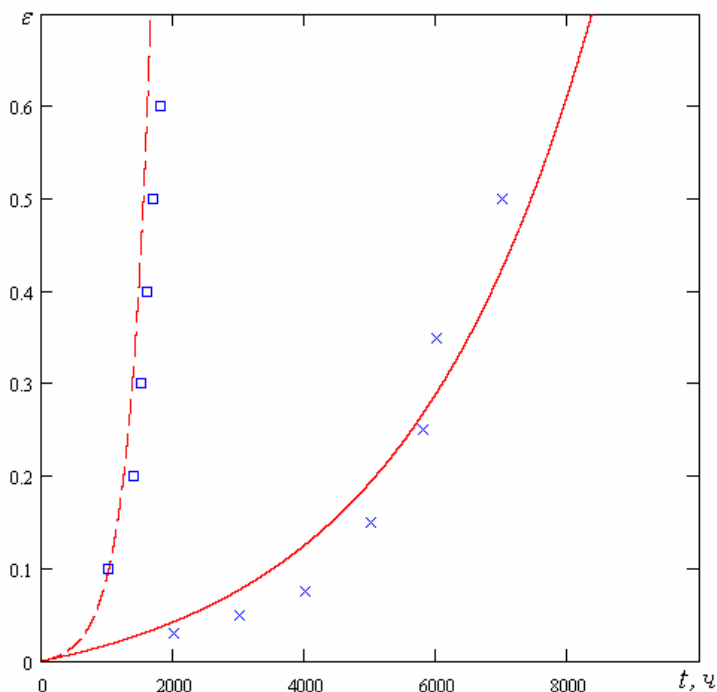
$$\epsilon = \frac{B e^{a\sigma}}{(\phi + b)} \left[ e^{(\phi+b)t} - 1 \right]. \quad (5)$$

Для сравнения с результатами опытов воспользуемся данными работы [6] по ползучести сплава 03X20H45M4БРЦ при температуре  $650^\circ\text{C}$ . В этой работе были получены экспериментальные кривые ползучести при различных уровнях напряжений 250, 220, 200, 180, 150 МПа. По этим кривым ползучести нами были конкретизированы параметры уравнения (5)  $B = 9,2034 \cdot 10^{-9}$ ,  $a = 0,041 [\text{МПа}]^{-1}$ ,  $b = 3,1 \cdot 10^{-4} [\text{ч}]^{-1}$ .

На рис. 1 сплошной линией показана теоретическая кривая ползучести при значении  $\sigma = 180$  МПа (без учета радиации). Крестиками на этой кривой отмечены выборочные точки соответствующей экспериментальной кривой ползучести.

Пунктирной линией на этой фигуре показана теоретическая кривая ползучести с учетом радиации согласно формуле (5). При расчетах по этой формуле параметры конкретизировались по опытным кривым ползучести, полученными при напряжениях 250, 180 МПа и температуре  $650^\circ\text{C}$  после облучения дозой  $1,1 \cdot 10^{21}$  н/см<sup>2</sup>. При этом  $b = 3 \cdot 10^{-3} [\text{ч}]^{-1}$ , а для  $\phi = c_1 \phi$  найдено  $c_1 = 1,536 \cdot 10^{-40} [\text{н/см}^2]^{-1} [\text{ч}]^{-1}$ . Теоретическая кривая ползучести (5) согласно этим коэффициентам показана на рис. 1 пунктирной линией. Выборочные экспериментальные точки на этой кривой соответствуют кривым ползучести для образца после облучения дозой  $1,1 \cdot 10^{21}$  н/см<sup>2</sup>. Согласно

представленным данным имеется хорошее согласие между теоретическими и экспериментальными кривыми ползучести. Отметим, что согласно приведенным расчетам старение материала учитывается с помощью коэффициента  $\epsilon$ . Увеличение этого коэффициента на порядок в случае радиационного воздействия указывает на значительное ускорение процессов радиационного старения по сравнению с деформационным старением.



**Рис. 1.** Теоретические кривые ползучести (сплошная линия без радиации, пунктирная линия после облучения дозой  $1,1 \cdot 10^{21}$  н/см<sup>2</sup>) сплава 03X20H45M4БРЦ при  $T = 650^\circ\text{C}$ ,  $\sigma = 180$  МПа Точки – данные работы [6].

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных исследований (проект № 06-01-00593).*

### Список литературы

1. Старение сплавов / Под редакцией М.И. Захаровой. Металлургиздат. 1962. 493 с.
2. Розенберг В.М. Основы жаропрочности металлических материалов. М.: Металлургия. 1973. 325с.
3. Арутюнян Р.А. Проблема деформационного старения и длительного разрушения в механике материалов. С.-Петербург: Изд-во СПб университета. 2004. 253 с.
4. Паршин А.М., Тихонов А.Н., Бондаренко Г.Г., Кириллов Н.Б. Радиационная повреждаемость и свойства сплавов. СПб.: Политехника. 1995. 301с.
5. Robert A. Arutyunyan Mechanics of radiation damage and embrittlement of metallic materials // Proceedings of XXXV Summer School-Conference “Advanced problems in mechanics”. 20-28 June. 2007. St.-Petersburg (Repino). St.-Petersburg: RAS. ИПМ. 2007. P. 16-20.
6. Горынин И.В., Паршин А.М., Ибрагимов Ш.Ш., Ярошевич В.Д., Кожевников О.А., Айтхожин Э.С., Науменко Г.А., Андреев В.В., Лапин А.Н., Кусаинов С.К. Особенности ползучести высоконикелевого сплава в условиях нейтронного облучения // Радиационные дефекты в металлических кристаллах. (Материалы Всесоюзного совещания, Алма-Ата, 14-16 июня 1977). Алма-Ата: Изд-во “Наука” Казах. ССР. 1978. С. 153-158.

# МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ СИСТЕМЫ Pd–H И ДИСЛОКАЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ СХЕМАХ ИСПЫТАНИЯ МАТЕРИАЛА В УСЛОВИЯХ ФАЗОВОГО a–b ПРЕВРАЩЕНИЯ

Волынец А. Б., Ратт А. В., Шилов А. Н.

*Пермский государственный университет, Пермь, Россия*  
[ashilov@psu.ru](mailto:ashilov@psu.ru)

Проблема взаимодействия водорода с металлами уже более полутора веков привлекает внимание широкого круга исследователей. Сравнительно недавно начались активные исследования поведения металлов и сплавов при введении водорода в материал непосредственно в процессе механических испытаний.

В данной работе методом численного эксперимента делается попытка исследования поведения гидридообразующего металла Pd при различных схемах испытания материала ( $\sigma = \text{const}$  и  $\varepsilon = \text{const}$ ), подвергнутого непрерывному наводороживанию.

Насыщение водородом гидридообразующих металлов, находящихся под нагрузкой, приводит к многократному (на несколько порядков) ускорению эффектов ползучести, релаксации напряжений и обратного механического последействия. Среди причин, которые могут инициировать названные эффекты, как правило, называют три причины. Это пластичность превращения, ориентированность фазовых превращений и фазовый наклеп [1]. В данной работе предполагается, что на релаксацию напряжений и пластическое течение оказывают влияние различные факторы, способные инициировать этот процесс, как в отдельности, так и при их совместном воздействии.

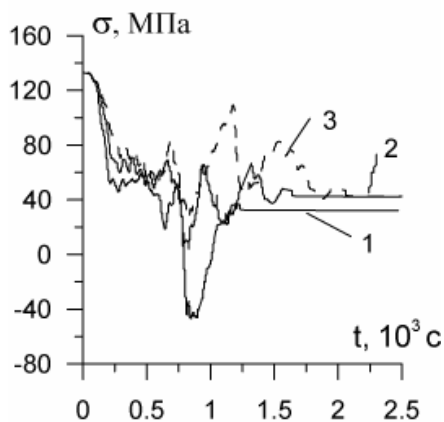
Поставленная задача решалась в рамках континуальной теории дислокаций в приближении их непрерывного периодического распределения. Размер моделируемой области составлял  $10^4 \text{ \AA}^3$ , что соответствует мезоскопическому структурному уровню. Предполагалось, что зародыши второй фазы возникают в центре моделируемой области, имеют эллипсоидальную форму, распределены в пространстве периодически и растут с постоянной скоростью, сохраняя свой эксцентриситет до тех пор, пока все пространство не будет занято  $\beta$ -фазой.

Фактор пластичности превращения учитывался как увеличение длины свободного пробега дислокаций в области границы раздела – зародыш-матрица. Фазовый наклеп, обусловленный структурным и размерным несоответствием гидридных включений и матрицы, представляет собой дополнительные микронапряжения на границе раздела фаз, величина которых рассчитывалась методом псевдодислокаций [2]. Ориентационный фактор учитывался тем, что зародыши новой фазы могли иметь различную величину эксцентриситета  $e$  и могли быть ориентированы относительно направления внешней нагрузки под разными углами  $\alpha$ . Как эксцентриситет зародышей  $e$ , так и угол между большой полуосью эллипсоидального зародыша и направлением нагружения  $\alpha$  жестко задавались условиями эксперимента и варьировались при переходе от одного эксперимента к другому. Частным случаем являлся рост круглого зародыша, в случае которого полностью исключается фактор ориентированного превращения в силу симметрии процесса.

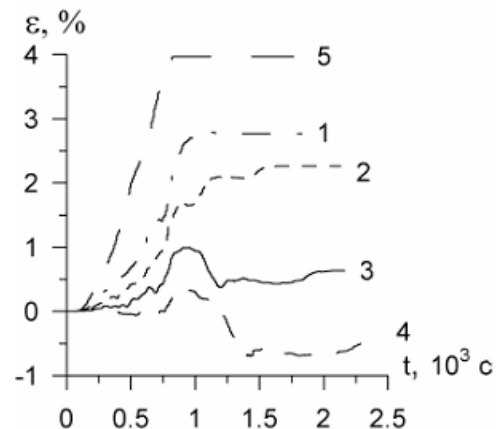
Моделируемый материал сначала нагружался до половины предела текучести, выдерживался в течение 10 сек. (деформация при этом не наблюдалась), а затем запускался механизм роста зародыша в присутствии какого-либо из перечисленных факторов, способных активизировать процесс пластического течения или их комбинации.

Результаты вычислительных экспериментов показали, что в присутствии только фазового наклепа или только фактора пластичности превращения (круглый зародыш) процессы релаксации и пластического течения протекают монотонно [3]. Следует сразу же заметить, что эффективность влияния на величину пластической деформации фазового наклепа по сравнению с эффективностью, обусловленной пластичностью превращения оказалась гораздо выше (почти на два порядка) при увеличении длины свободного пробега дислокаций на границе раздела фаз в 5 раз.

Ориентационный фактор существенно влияет на величину и, особенно, на кинетику пластического течения. В его присутствии процессы пластической деформации и релаксации внешнего напряжения протекают не монотонно, а сопровождаются мощными осцилляциями, величина которых достигает таких размеров, что пластическая деформация и напряжение, необходимое для поддержания постоянства заданной деформации, могут попадать в отрицательную область (рис. 1 и 2). Осцилляционный характер поведения материала при релаксации и пластическом течении, по всей вероятности, объясняется понижением симметрии системы в случае эллипсоидальных включений по сравнению с круглыми зародышами.



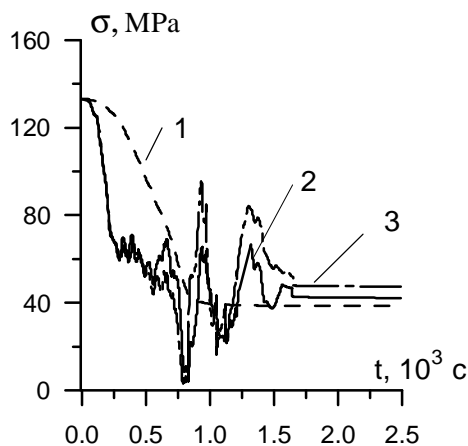
**Рис. 1.** Графики зависимости напряжения, необходимого для поддержания заданной деформации при испытаниях на релаксацию напряжений,  $\alpha = 45^\circ$ : 1 —  $e = 0.743$ ; 2 —  $e = 0.866$ , 3 —  $e = 0.917$



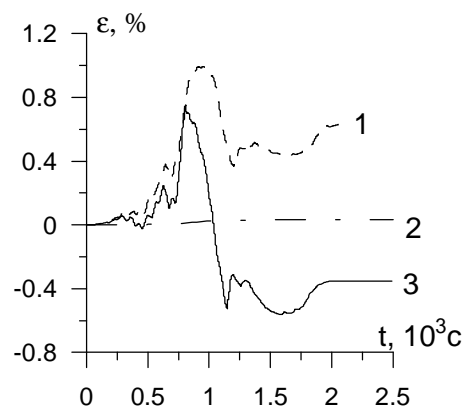
**Рис. 2.** Графики зависимости величины относительной пластической деформации от времени при постоянном внешнем напряжении,  $\alpha = 45^\circ$ : 1 —  $e = 0.743$ ; 2 —  $e = 0.866$ ; 3 —  $e = 0.917$ ; 4 —  $e = 0.943$ ; 5 — круглый зародыш

Вычислительные эксперименты показали, что в обеих схемах испытания материала уровни интегральных внутренних сдвиговых микронапряжений, обусловленных пластичностью превращения, оказались гораздо ниже, чем в случае релаксации, вызванной фазовым наклепом. В обоих случаях, на всех этапах фазового превращения преобладают внутренние сдвиговые напряжения, ориентированные против направления внешней нагрузки, что согласуется с принципом Ле-Шателье. Система так реорганизуется свою структуру, чтобы максимально ослабить результат внешнего воздействия.

Были проведены вычислительные эксперименты, в которых исследовалось совместное действие всех перечисленных ранее факторов, способных активизировать релаксацию напряжений и пластическое течение материалов. Из сравнения кривых 2 и 3 на рис. 3, который иллюстрирует поведение системы в режиме испытания  $\epsilon = \text{const}$ , видно, что кривая 3, соответствующая действию всех трех факторов на начальном этапе совпадает с кривой 2, а далее почти в точности повторяет форму кривой 2, но амплитуда осцилляций больше. Это говорит о том, что поведение исследуемой системы в присутствии всех факторов контролируется внутренними микронапряжениями, вызванными фазовым наклепом.



**Рис. 3.** Графики зависимости от времени напряжения, необходимого для поддержания постоянства заданной деформации образца при испытаниях на релаксацию напряжений при  $\alpha = 22.5^\circ$ ,  $e = 0.743$ : 1 – причиной релаксации являются пластичность превращения, 2 – причиной релаксации является фазовый наклеп, 3 – причиной релаксации являются все три фактора



**Рис. 4.** Графики зависимости относительной пластической деформации образца от времени наводороживания для зародышей с  $e = 0.917$ ,  $\alpha = 45^\circ$ : 1 – действует только фазовый наклеп, 2 – действует только фактор пластичности превращения (увеличение длины свободного пробега дислокаций в три раза), 3 – совместное действие фазового наклепа и пластичности превращения при увеличении длины свободного пробега дислокаций в три раза

В случае испытания материала в режиме  $\sigma = \text{const}$  при фазовом переходе наблюдается совсем иная картина. В этом случае уже нельзя сказать, что процесс контролируется фазовым наклепом. При пластическом течении материала, протекающем в условиях фазового  $\alpha - \beta$  перехода с учетом всех факторов, в рассматриваемой системе наблюдаются мощные синергические эффекты, обусловленные совместным действием этих факторов. Из графиков, представленных на рис. 4 видно, что достигаемая величина пластической деформации в каждый момент времени не сводится к простой сумме величин деформации за счет участия упомянутых факторов в отдельности. Даже на начальной стадии пластического течения скорость деформации, обусловленная совместным действием факторов больше скорости деформации, вызванной фазовым наклепом (кривая 1) и пластичностью превращения (кривая 2).

Численные эксперименты подтверждают огромную роль дислокационных ансамблей и обусловленных ими микронапряжений, складывающихся в результате коллективного поведения дислокаций, на процесс пластического течения [4].

*Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Р – Урал – а, номер гранта 07-02-96019.*

### Список литературы

1. Спивак Л. В., Скрябина Н. Е., Кац М. Я. Водород и механическое последствие в металлах и сплавах. – Пермь.: Изд-во Перм. ун-та, 1993. – 344 с.
2. Волинцев А. Б. Наследственная механика дислокационных ансамблей. Компьютерные модели и эксперимент. – Иркутск.: Изд-во Иркут. ун-та, 1990. – 288 с.
3. Волинцев А. Б., Шилов А. Н. Математическое моделирование эволюции дислокационной структуры и релаксации напряжений в системе Pd-H. // Вестник Пермского университета. Вып. 4. Пермь. 1995. С. 147-170.
4. В. Е. Панин, Ю. В. Гриняев, В. И. Данилов и др. Структурные уровни пластической деформации и разрушения. – Новосибирск.: Наука. Сиб. отд-ние, 1990. – 255 с.

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ В МЕТАЛЛАХ С ЭПФ

Вьюненко Ю. Н.

Санкт-Петербургский государственный университет

Одной из ключевых проблем создания механизмов на основе эффекта памяти формы является разработка методов определения эволюции температурных полей в различных геометрических телах. Первые попытки построения этих методов были связаны с использованием классического уравнения теплопроводности

$$\rho c \frac{\partial u}{\partial t} = \lambda \Delta u + f, \quad (1)$$

где  $\rho$  – плотность материала,  $c$  – его теплоемкость,  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности,  $u$  – температура,  $f$  – плотность тепловых источников. Скрытая теплота превращения  $Q$  может учитываться как за счет величины  $f$  [1], так и за счет температурной зависимости теплоемкости материалов [2]. Результаты вычислений показали [3], что эволюция температурных полей в материалах данного класса существенно отличается от традиционных материалов. Анализ полученных данных и сравнение их с результатами экспериментов показали, что учет температурной зависимости теплоемкости дает возможность более точного описания температурных полей и их изменений уравнением

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} (cu) = \lambda \Delta u + f, \quad (2)$$

которое, в отсутствии источников тепла, в результате несложных преобразований может быть приведено к следующему виду:

$$\rho \left( u \frac{\partial c}{\partial u} + c \right) \frac{\partial u}{\partial t} = \lambda \Delta u.$$

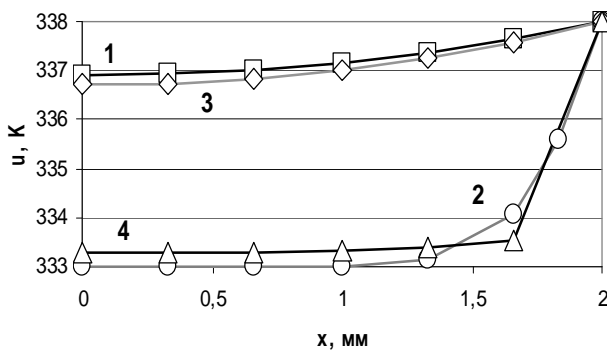


Рис. 1.

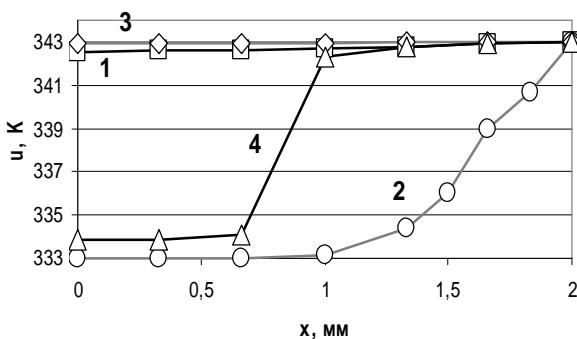


Рис. 2.

Проводили расчеты изменения распределения температуры в пластине при равномерном нагреве с поверхности. Предполагали, что физические характеристики модельного материала совпадают с соответствующими величинами эквивалентного сплава TiNi. В численном эксперименте рассматривали скорость нагрева поверхности 1,8 К/мин, толщина пластины предполагалась равной 4 мм. На рис.1 приведены расчетные данные по распределению температуры при ее значении на поверхности 338 К. Начальная температура всего материала была равной 293 К. Обратное мартенситное превращение начинается при  $A_s = 333$  К и завершается при  $A_f = 343$  К (условия численного эксперимента). На рис.2 показана зависимость температуры материала от расстояния точки до середины пластины при достижении на поверхности температуры  $A_f$ .

Если расчеты в первом случае (классическое уравнение теплопроводности) показывают перепад температуры чуть более градуса при 338 К (рис.1, кривая 1) и около половины градуса при 343 К на поверхности (рис.2, кривая 1), то во втором случае (уравнение (2)) перепад температур по толщине пластины достигает 5° при 338 К и почти 10° при 343 К на поверхности. При этом на рис.1 видно, что наибольшие изменения температуры наблюдаются в приповерхностном слое, а на рис.2 аналогичный участок кривой 2 смещен вглубь пластины. Наблюдается «фронтальное» развитие мартенситного превращения, т.е. гетерофазное состояние, захватывая слой материала, продвигается от нагретой поверхности вглубь пластины.

В работе [4] для расчетов эволюции температурного поля было использовано уравнение

$$\frac{\partial u}{\partial t} = k \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial k}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial x}, \text{ где } k = \frac{\lambda}{c\rho}. \quad (3).$$

Основанием этого равенства является ряд методик определения тепловых констант материала, в которых, в первую очередь, получают значения температуропроводности  $k$ , а затем вычисляют  $\lambda$  и  $c$ . Кривые 3 и 4 на рис.1 и 2 распределения температуры по толщине являются результатами расчетов с использованием уравнения (3). Разница в численных экспериментах в том, что кривая 3 получена при  $\lambda = 10 \text{ Вт/м}^2$ , а кривая 4 при  $\lambda = 1 \text{ Вт/м}^2$ . С точностью до десятых долей градуса кривые 1 и 3 совпадают как на рис. 1, так и на рис.2. Чуть больше различие между кривыми 2 и 4 на рис.1. А на рис.2 отличия между кривыми 2 и 4 существенны. Однако форма кривых совпадает.

Заметное влияние на результаты численных экспериментов может оказывать и выбор температурной зависимости  $c$ . Это выявили при использовании различных аппроксимаций распределения  $Q$  в интервале  $A_s - A_f$ . Для сравнения использовали следующие температурные зависимости теплоемкости:

$$c = c_0 + c_1 \frac{(u - A_s)(A_f - u)}{(A_f - A_s)^2}, \quad (4)$$

$$c = c_0 + c_1 \left[ \sin \left( 2\pi \frac{u - A_s}{A_f - A_s} - \frac{\pi}{2} \right) + 1 \right], \quad (5)$$

при  $A_s \leq u \leq A_f$ .

На рис.3 видно, что распределение температуры по сечению пластины при нагреве слабо зависит от выбора соотношения между  $c$  и  $u$ , как при 338 К на поверхности (кривые 1, 3 соответствуют параболическому распределению  $Q$ , кривые 2,4 – синусоидальному), так и при 343 К. Однако при охлаждении (рис.4) распределение температуры по толщине пластины может существенно отличаться (кривые 3 и 4). На поверхности пластины  $u = 313 \text{ К}$ . Хотя при 318 К на поверхности кривые 1 и 2 практически сливаются. При этом температура по толщине пластины почти постоянна.

Это соответствует состоянию сверхпластичности металла с ЭПФ в интервале температур прямого мартенситного превращения (в численном эксперименте  $M_s = 323 \text{ К}$ ,  $M_f = 313 \text{ К}$ ). Столь одновременное «прохождение» модельным материалом середины интервала  $[M_s, M_f]$  по всему объему пластины получено лишь с использованием уравнения (2).

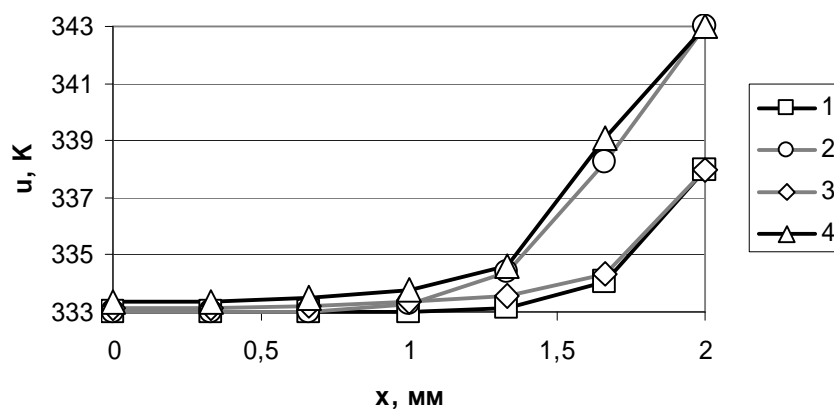


Рис. 3.

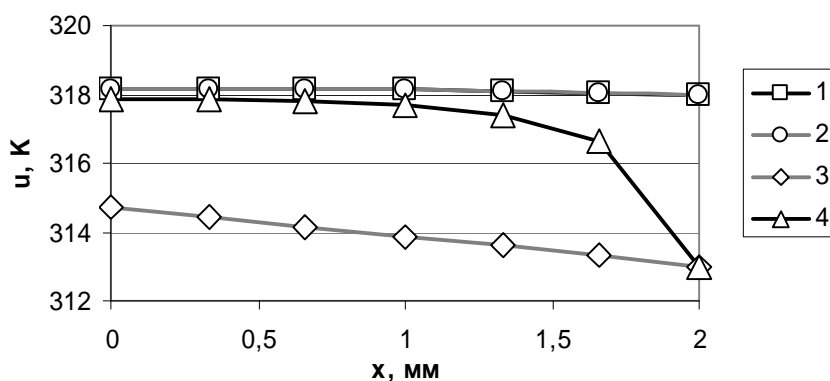


Рис. 4.

Приведенные результаты, несмотря на ряд преимуществ уравнения (2), указывают на необходимость скрупулезного анализа проблем эволюции температурных полей в материалах, обладающих ЭПФ.

### Список литературы

1. Волков А.Е., Кухарева А.С. Моделирование термомеханических соединений труб тонкостенными и толстостенными муфтами из никелида титана // Матер. XLVII Междунар. конф. «Актуальные проблемы прочности» (1-5 июля 2008 г., Нижний Новгород), Н.Новгород, 2008. - Часть 1, стр. 54-56
2. Вьюненко Ю.Н. Механизм эффекта памяти формы, обусловленный эволюцией поля остаточных напряжений. Материаловедение. №12, 2003, С. 2-6.
3. Вьюненко Ю.Н., Вьюненко Л.Ф. К вопросу о моделировании ЭПФ в рамках механизма остаточных напряжений // Механизмы деформации и разрушения перспективных материалов: сб. докл. /XXXV семинар «Актуальные проблемы прочности». Псков. 1999. Ч.2. С.3361-365
4. Вьюненко Ю.Н., Вьюненко Л.Ф., Пяк Е.А. Моделирование эволюции полей упругих характеристик материалов с ЭПФ //Вестник тамбовского ун-та, сер. Естественные и технич. науки, Т. 8, вып. 4, 2003. С. 557-560



## РЕШЕНИЕ ОБРАТНЫХ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗАДАЧ ДЛЯ ЭЛЕМЕНТОВ УПРУГИХ КОНСТРУКЦИЙ

Медведский А. Л., Куприков М. Ю., Павлов К. А.

Московский Авиационный Институт (государственный технический университет),  
Москва, Россия,  
[chebes@mail.ru](mailto:chebes@mail.ru)

В докладе представлены результаты решения обратных задач по восстановлению внешней нестационарной нагрузки, действующей на элементы упругих конструкций (стержни, пластины). Данные задачи относятся к классу некорректных [1], решение которых требует методов регуляризации [2].

Задачи об идентификации внешней нагрузки сведены к решению кратных интегральных уравнений типа Вольтера I-го рода, ядрами которых являются функции Грина (объемные функции влияния) [3] соответствующих нестационарных задач, описывающих динамику элементов конструкций:

$$u(x, t) = \int_0^1 \int_0^t G(x, t - t; x) p(x, t) dt dx. \quad (1)$$

Здесь  $G(x, t; x)$  – функция влияния для элемента упругой конструкции,  $u(x, t)$  – заданное обобщенное перемещение,  $p(x, t)$  – искомая внешняя нагрузка.

Для функции влияния  $G(x, t; x)$  используется следующее представление:

$$G(x, t; x) = \sum_n a_n X_n(x) X_n(x) \sin(I_n t), \quad (2)$$

где  $X_n(x)$  – собственные формы колебаний упругой конструкции,  $I_n$  – собственные частоты колебаний,  $a_n$  – коэффициенты разложения функции влияния.

Решение интегрального уравнения строиться проекционным методом с использованием регуляризации А.Н. Тихонова соответствующего сглаживающего функционала [2, 4].

Рассмотрены задачи о восстановлении внешней нагрузки в задачах о продольных колебаниях упругого стержня, а также о поперечных колебаниях балки Бернулли. Предполагалось, что область действия внешней нагрузки зависит от времени по линейному закону. Приведены результаты решения как прямых, так и обратных нестационарных задач.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (коды проектов № 07-01-00513-а, № 06-08-00436-а).*

### Список литературы

1. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. – М.: Наука, 1986. – 348 с.
2. Самарский А.А., Вабищевич П.Н. Численные методы решения обратных задач математической физики. – М.: Едиториал УРСС, 2004. – 480 с.
3. Горшков А.Г., Медведский А.Л., Рабинский Л.Н., Тарлаковский Д.В. Волны в сплошных средах. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. – 472 с.
4. Жаворонок С.И., Медведский А.Л. Решение операторных уравнений проекционным методом. Математическое моделирование в механике сплошных сред. Методы граничных и конечных элементов. Труды XXI Международной конференции. – СПб.: 4 – 7 октября 2005 г. – СПб.: ВВМ, 2005. – С. 213 – 218.

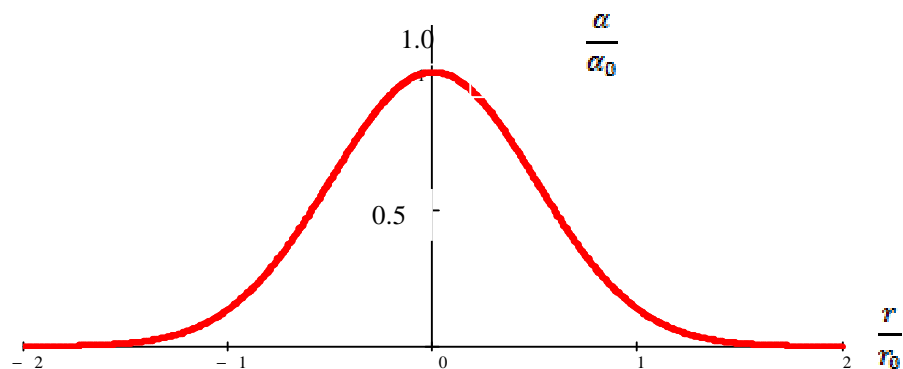
# МОДЕЛИРОВАНИЕ ВНУТРЕННИХ НАПРЯЖЕНИЙ В МАТЕРИАЛАХ С НЕОДНОРОДНОЙ СТРУКТУРОЙ

Иванов А. С., Цаповская О. А.

*Региональный образовательный научный центр МГОУ, Россия,  
г.Подольск, Россия*

Проведено математическое обоснование аналогового метода определения внутренних напряжений в материалах с неоднородной структурой. В качестве типичных неоднородностей структуры материала рассмотрены выделения новой фазы произвольной формы с иным значением коэффициента линейного расширения по отношению к окружающей матрице.

Неоднородности структуры характеризуются, как правило, другими значениями теплофизических и механических характеристик по сравнению с основным материалом. Это приводит к появлению внутренних напряжений при изменении температуры. Для их вычисления по аналогии с термонапряжениями используют численные или экспериментальные методы. Среди последних заслуживает внимания аналоговый метод, в основе которого лежит эквивалентность математических формулировок плоских задач термоупругости и изгиба пластин при идентичных граничных условиях. В работе [1] авторы рассмотрели частный случай, когда матрица и выделение новой фазы нагреваются от начальной нулевой температуры до некоторой постоянной температуры  $T_0$ . На границе выделения коэффициент линейного расширения меняется скачкообразно. Распределенная нагрузка для модельной пластины включает  $\delta$ -функцию, соответствующую сосредоточенной силе, и ее производную, соответствующую сосредоточенному моменту. В данной работе предложен иной подход при моделировании внутренних напряжений в окрестности структурных неоднородностей. В его основе лежит предположение, что характеристики выделения и матрицы (например, коэффициент линейного расширения) плавно изменяются при переходе через границу [2].



**Рис. 1.** Зависимость безразмерного коэффициента линейного расширения от величины  $r/r_0$  для конкретного значения угла  $\varphi$

Рассмотрим структурную неоднородность произвольной формы в состоянии плоской деформации. Значение коэффициента линейного расширения структурной неоднородности является непрерывной функцией радиальной координаты для всей рассматриваемой области

$$\alpha = \alpha_0 \exp\left(-\frac{2r^2(\varphi)}{r_0^2(\varphi)}\right), \quad (1)$$

где  $\alpha_0$  – значение  $\alpha$  при  $r = 0$ , т.е. в центре неоднородности,  $r_0(j)$  – угловая зависимость радиуса неоднородности,  $r(j)$  – угловая зависимость текущего радиуса рассматриваемой области. Графическая зависимость соотношения (1) для конкретного угла  $j$  представлена на рис.1. Видно, что величина  $\alpha$  меняется непрерывно при переходе через границу неоднородности и значительно уменьшается по мере приближения к  $r/r_0 = 2$ .

Компоненты тензора внутренних напряжений в окрестности структурной неоднородности определяются через функцию напряжения  $F$  (функция Эри), которая удовлетворяет бигармоническому уравнению

$$\Delta\Delta F = -\frac{E}{1-\nu}\Delta(\alpha T_0) = \frac{3\alpha_0 E T_0}{(1-\nu)r_0^2(\varphi)}\left(1 - 2\frac{r^2(\varphi)}{r_0^2(\varphi)}\right)\exp\left(-2\frac{r^2(\varphi)}{r_0^2(\varphi)}\right), \quad (2)$$

$$F = \frac{\partial F}{\partial n} = 0 \text{ при } r = R,$$

где  $E$  – модуль Юнга,  $\nu$  – коэффициент Пуассона,  $T_0$  – постоянная температура. Остальные обозначения соответствуют принятым ранее. Рассматриваем частный случай постоянной температуры  $T_0$ . Появление термонапряжений обусловлено неоднородным распределением коэффициента линейного расширения. Граничные условия на внешнем контуре односвязной области физически означают отсутствие прогиба внешней границы ( $F=0$ ) и наклона плоского сечения  $\partial F/\partial n = 0$ . Соответствующие значения термонапряжений определяются через функцию  $F$  стандартным образом (цилиндрическая система координат) [3]

$$\sigma_{rr} = \frac{1}{r}\frac{\partial F}{\partial r}, \sigma_{\varphi\varphi} = \frac{\partial^2 F}{\partial r^2}, \sigma_{zz} = \sigma_{rr} + \sigma_{\varphi\varphi}, \sigma_{r\varphi} = \sigma_{\varphi r} = 0. \quad (3)$$

Выражение для  $\sigma_{zz}$  выполняется для свободных от нагрузки торцевых поверхностей рассматриваемой области. Для односвязной области задача изгиба пластины под действием распределенной нагрузки математически формулируются следующим образом [4]

$$\Delta\Delta w = \frac{p(r)}{D}, w = \frac{\partial w}{\partial n} = 0 \text{ при } r = R, \quad (4)$$

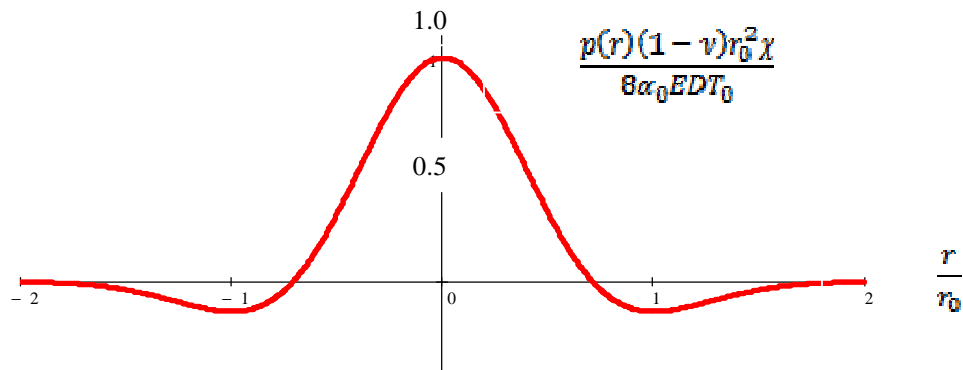
где  $w$  – функция прогиба пластины,  $p(r)$  – закон распределения внешней нагрузки,  $D$  – жесткость пластины. Значение  $D$  находится из выражения

$$D = \frac{E_1 h^3}{12(1-\nu_1^2)}, \quad (5)$$

где  $E_1$  – модуль Юнга материала пластины,  $\nu_1$  – коэффициент Пуассона материала пластины,  $h$  – толщина пластины. Граничные условия задачи (4) физически означают жесткое защемление пластины по внешнему контуру (отсутствует вертикальное перемещение и наклон пластины на границах контура). Задачи (2) и (4) с точностью до обозначений математически эквивалентны. Если использовать соотношение  $[F]=[\chi\omega]$ , то по известному закону изменения прогиба пластины можно определить функцию напряжений  $F$  и далее термонапряженное состояние ( $\chi$  – коэффициент пропорциональности). Из (2) и (4) с учетом коэффициента размерности получаем закон нагружения модельной пластины для односвязной области

$$p(r) = \frac{8\alpha_0 E D T_0}{(1-\nu)r_0^2(\varphi)\chi} \left( 1 - 2 \frac{r^2(\varphi)}{r_0^2(\varphi)} \right) \exp\left( -\frac{2r^2(\varphi)}{r_0^2(\varphi)} \right). \quad (6)$$

Все обозначения соответствуют принятым ранее. Графическая зависимость  $p(r)$  для конкретного значения угла  $j$  приведена на рис.2. Видно, что при  $r/r_0 = 2$  значение  $p(r)$  практически спадает до нуля. Радиус окружения структурной неоднородности составляет  $R = 2r_0$ , а расстояние между центрами неоднородностей равно  $4r_0$ .



**Рис. 2.** Зависимость безразмерной распределенной нагрузки от величины  $r/r_0$  для конкретного значения угла  $j$ .

Экспериментальная реализация аналогового метода определения внутренних напряжений в окрестностях структурной неоднородности заключается в следующем [5]. Жестко защемленная по внешнему контуру модельная пластина нагружается распределенным давлением по закону (6). При этом геометрическая форма модельной пластины представляет собой круговое сечение радиуса  $R$ . Форма же структурной неоднородности моделируется исключительно распределенной нагрузкой, которая учитывает и характер распределения объемного изменения материала неоднородности. В этом заключается несомненное достоинство предлагаемого подхода, поскольку определение внутренних напряжений сводится к управлению распределенной нагрузкой на модельной пластине. Поверхностные смещения пластины определяют с помощью тензорезисторов, показания которых непосредственно переводят во внутренние напряжения.

### Список литературы

1. Власов Н.М., Иванов С.Д., Колесов В.С. Распространение метода пластинчатой аналогии на задачи термоупругости для тел с включениями. Сборник «Тепловые напряжения в элементах конструкций». Киев, Наукова Думка, 1974, вып.14, с.91-94.
2. Мартин Дж., Доэрти Р. Стабильность микроструктуры металлических систем. Пер. с англ., М.: Атомиздат, 1978, 279 с.
3. Боли Б., Уэйнер Дж. Теория температурных напряжений. Пер. с англ. М.: Мир, 1964, 517 с.
4. Власов Н.М., Егоров В.С., Колесов В.С., Федик И.И. Аналогия плоской задачи термоупругости с изгибом пластины. Сборник «Математические методы и физико-механические поля». Киев, Наукова Думка, 1979, №10, с.90-98.
5. Иванов С.Д. Актуальные задачи моделирования технологических и температурных напряжений. М.:МГОУ, 1995, 271 с.

# РАЗРУШЕНИЕ МЕТАЛЛОВ В ПОЛЕ ВНУТРЕННИХ НАПРЯЖЕНИЙ

Власов Н. М.

Научно-исследовательский институт Научно-производственное объединение "Луч", Россия, г.Подольск Московской области,

Исследовано влияние внутренних напряжений на процесс разрушения металлов в окрестности тройных стыков границ зерен поликристалла. В качестве иллюстрации рассмотрено образование микротрещин по границам зерен вследствие давления молекулярного водорода в полостях и образования гидридных фаз в некоторых металлах.

Характерной особенностью поликристалла является наличие структурных дефектов: границы зерен, тройные стыки границ зерен, узлы тройных стыков. С позиции механики сплошной среды такие структурные несовершенства моделируют полями внутренних напряжений. Они ускоряют протекание диффузионных процессов и обуславливают разрушение металла в среде водорода. Так, при торможении зернограничного проскальзывания в окрестности тройных стыков границ зерен образуются полости цилиндрической формы. Атомы водорода мигрируют в объем полости вследствие градиентов концентрации и поля внутренних напряжений. Давление молекулярного водорода в полостях сопровождается образованием микротрещин по границам зерен. Если концентрация атомов водорода превышает предел растворимости при данной температуре, то в некоторых металлах (например, в цирконии) образуются гидридные фазы. Их объемные изменения также приводят к образованию микротрещин вдоль границ зерен. Модельная схема рассматриваемых процессов показана на рисунке.

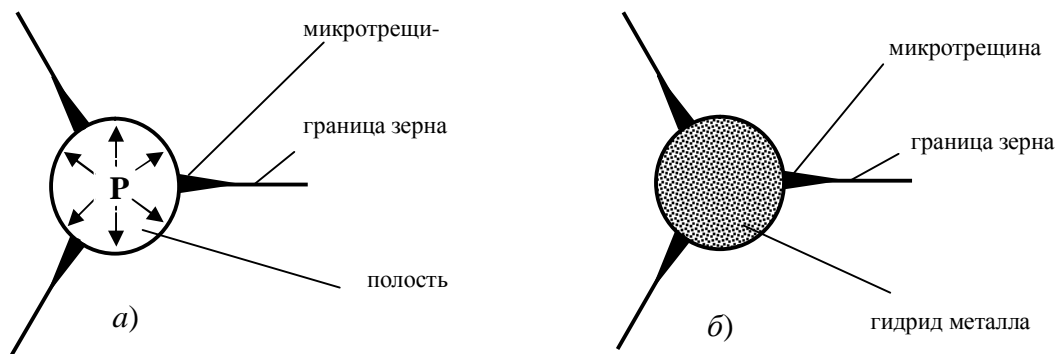


Рис. Модельная схема разрушения металлов в среде водорода:  
а) давление молекулярного водорода  $P$ , б) образование гидроида.

Тройные стыки границ зерен поликристалла являются концентраторами напряжений. Это обусловлено ориентационной зависимостью упругих и теплофизических характеристик материала отдельных зерен при силовом или температурном нагружении. Если отсутствует нарушение сплошности материала, то в окрестности тройного стыка возникает система самоуравновешивания внутренних напряжений. Упругой моделью тройного стыка границ зерен является клиновая дисклинация [1]. Первый инвариант тензора напряжений этого структурного дефекта имеет логарифмическую зависимость от радиальной координаты

$$\sigma_{11} = \frac{\omega\mu(1+\nu)}{2\pi(1-\nu)} \left\{ 1 + 2\ln \frac{r}{R} + \frac{2r_0^2}{R^2 - r_0^2} \ln \frac{r_0}{R} \right\}, \quad (1)$$

где  $\omega$  – модуль вектора поворота дисклинации,  $\mu$  – модуль сдвига,  $\nu$  – коэффициент Пуассона,  $r_0$  и  $R$  – внутренний и внешний радиусы дисклинации. Величина  $r_0$  сопоставима с характерным размером границы зерна, а значение  $R$  составляет половину размера зерна поликристалла. Если в окрестности тройного стыка образуется цилиндрическая полость, то под  $r_0$  понимают радиус этой полости. При изучении водородного охрупчивания металлов рассматривают как раз этот вариант модельной схемы. Энергия связи атома водорода с полем напряжений  $\sigma_{ll}$  определяется известным соотношением [2]

$$V = -\frac{\sigma_{ll}}{3} \delta v, \quad (2)$$

где  $\delta v$  – изменение объема материала при размещении атома водорода. При  $\sigma_{ll} > 0$  (положительная дилатация) и  $\delta v > 0$  (при размещении атома водорода увеличивается параметр кристаллической решетки) энергия связи  $V$  принимает отрицательное значение. Это соответствует притяжению атому водорода к области растягивающих напряжений и его вытеснению из области напряжений сжатия. Кинетика диффузионной миграции атомов водорода описывается уравнением параболического типа при соответствующих начальном и граничном условиях [3]

$$\frac{1}{D} \frac{\partial C}{\partial t} = \Delta C + \frac{\nabla(C \nabla V)}{kT}, \quad r_0 < r < R, \quad (3)$$

$$C(r, 0) = C_0, \quad C(r_0, t) = 0, \quad C(R, t) = C_0,$$

где  $D$  – коэффициент диффузии атомов водорода,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура,  $C_0$  – исходная концентрация атомов водорода. Предполагается, что водород поступает в материал с внешней границы и потому исходная концентрация  $C_0$  остается постоянной. Краевое условие при  $r=r_0$  физически означает, что на внутренней границе полости атомарный водород превращается в молекулярный и потому его концентрация равна нулю. Поскольку соотношение (2) имеет логарифмическую зависимость от радиальной координаты, то задача (3) допускает получение точного аналитического решения. Простота решения объясняется тем, что функция  $V$  является гармонической ( $\Delta V = 0$ ), а ее градиент обратно пропорционален радиусу в полярной системе координат ( $\nabla V \sim \frac{1}{r}$ ). Из решения задачи (3) получаем распределение концентрации атомов водорода в окрестности полости и далее определяем диффузионный поток. Так как число молекул водорода существенно меньше числа вакансий в полости, то для определения давления молекулярного водорода применимы законы идеального газа. Соответствующее выражение приведено в работе [4]

$$p = \frac{DC_0 N_0 kT}{(R - r_0)r_0} \left( \tau + \frac{(R - r_0)^2}{3D} \right), \quad (4)$$

где  $N_0$  – число атомов в единице объема,  $\tau$  – время миграции атомарного водорода в полость. Для  $D = 10^{-12} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $R/r_0 \approx 10^2$ ,  $r_0 \approx 10 \text{ нм}$ ,  $C_0 \approx 10^{-5} \text{ ат.}$ ,  $N_0 = 10^{29} \text{ ат./м}^3$ ,  $kT = 10^{-20} \text{ Дж}$ ,  $\tau \approx 10^2 \text{ с}$  получим  $p = 100 \text{ МПа}$ . Такое давление способно "раскрывать" соприкасающиеся с полостью границы зерен вплоть до образования микротрещин. Это есть один из возможных механизмов охрупчивания и разрушения металлов в среде водорода.

Водородное охрупчивание некоторых металлов (например, циркония) связано с образованием гидридных фаз. Если концентрация атомов водорода в окрестности тройного стыка границ зерен превышает предел растворимости при данной температуре, то происходит образование зародыша гидроксида. Его последующий рост лимитируется диффузионным подводом атомов водорода. При этом на перемещающейся границе гидроксида концентрация атомов водорода меняется скачкообразно:  $C = C_1$  для

новой фазы и  $C = C_2$  в окружающей матрице ( $C_1 > C_2$ ,  $C_2 < C_0$ , где  $C_0$  – исходная концентрация атомов водорода). Физически это означает, что граница гидрида мгновенно захватывает атомарный водород из раствора и поставляет его в новую фазу с более высокой концентрацией. Влияние поля напряжений заключается в том, что помимо градиента концентрации атомы водорода дополнительно переносятся вследствие градиента поля напряжений тройного стыка границ зерен.

Изменение размера гидрида подчиняется закону  $R_1(t) = \beta\sqrt{Dt}$ , где  $\beta$  – безразмерный параметр задачи. Его значение находится из уравнения массового баланса на межфазной границе. В приближении "неподвижной межфазной границы" для определения параметра  $\beta$  имеем квадратное уравнение [4]

$$\beta^2 - \frac{2\beta}{\sqrt{\pi}} \left| \frac{C_2 - C_0}{C_1 - C_2} \right| - \left| \frac{2C_2}{C_1 - C_2} \right| = 0. \quad (5)$$

Это уравнение получено с учетом поля напряжений тройного стыка границы зерен поликристалла. Если не учитывать поля напряжений, то рост гидрида только вследствие градиента концентрации подчиняется закону  $R_1(t) = \beta_1\sqrt{Dt}$ . Для определения безразмерного параметра задачи  $\beta_1$  имеем трансцендентное уравнение [4]

$$\beta_1 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left| \frac{C_2 - C_0}{C_1 - C_2} \right| \frac{K_1 \left( \beta_1 \frac{\sqrt{\pi}}{2} \right)}{K_0 \left( \beta_1 \frac{\sqrt{\pi}}{2} \right)}, \quad (6)$$

где  $K_0(x)$  и  $K_1(x)$  – модифицированные функции Бесселя второго рода нулевого и первого порядков соответственно. Без ограничения общности примем  $C_0 \approx 2 \cdot 10^{-4}$  (ат.),  $C_2 \approx 10^{-4}$  (ат.),  $C_3 \approx 3 \cdot 10^{-4}$  (ат.). Это дает для безразмерных параметров задачи значения  $\beta = 1,3$  и  $\beta_1 = 0,8$ . Видно, что поле напряжений тройного стыка границ зерен ускоряет рост гидридной фазы. Использование других значений граничных концентраций атомов водорода не изменит качественную картину роста гидрида, а сведется лишь к изменению параметров  $\beta$  и  $\beta_1$ . Объемные изменения гидрида (например, около 9–12% для циркония) приводят к образованию микротрещин вдоль границ зерен поликристалла. Это обусловлено тем, что прочность материала по границам зерен существенно меньше по сравнению с материалом зерна. Поэтому окружающие напряжения раскрывают границы зерен с образованием микротрещин. В макроскопическом масштабе наблюдают водородное охрупчивание и разрушение поликристалла.

Таким образом, возможными механизмами водородного охрупчивания и разрушения металлов являются следующие: давление молекулярного водорода в полосках и образование гидридных фаз с другим параметром кристаллической решетки. Это происходит в окрестностях тройных стыков границ зерен поликристалла.

## Список литературы

1. Власов Н.М., Гонтарь А.С., Зазноба В.А. Распад твердого раствора при больших пластических деформациях. ЖТФ, 2001, том 71, вып.5, с.63-66.
2. Теодосиу К. Упругие модели дефектов в кристаллах. Пер. с англ. М.: Мир, 1985, 351 с.
3. Власов Н.М., Федик И.И. Расслоение твердого раствора в поле остаточных напряжений. ДАН, 2002, том 382, №2, с.186-189.
4. Власов Н.М., Федик И.И. Водородное охрупчивание сплавов циркония. Металловедение и термическая обработка металлов, 2003, №8, с.48-51.

## ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ МАРТЕНСИТНЫХ КРИСТАЛЛОВ ПРИ В2-В19-В19' ПРЕВРАЩЕНИЯХ

Кащенко М. П., Чащина В. Г.

УГЛТУ, Екатеринбург, Россия  
[mpk46@mail.ru](mailto:mpk46@mail.ru)

Динамическая модель формирования мартенситных кристаллов приводит к адекватному описанию реконструктивных мартенситных превращений типа ГЦК-ОЦК и ОЦК-ГПУ, обладающих ярко выраженными свойствами фазовых переходов I рода [1–3]. Напомним, в частности, что на мезомасштабе (порядка толщины кристалла) действует управляющий волновой процесс (УВП), в простейшем варианте сводящийся к двухволновой схеме управления ростом кристалла мартенсита: бегущие в ортогональных направлениях  $\mathbf{n}_1$  и  $\mathbf{n}_2$  ( $|\mathbf{n}_{1,2}| = 1$ ) волновые пучки обеспечивают в области наложения пороговую деформацию типа «растяжение ( $\varepsilon_{1th} > 0$ ) – сжатие ( $\varepsilon_{2th} < 0$ )», стимулируя, формирование габитуса, как инвариантной (слабоискаженной) плоской границы раздела фаз с нормалью

$$\mathbf{N}_w \parallel \mathbf{n}_2 - \mathbf{n}_1 \varepsilon, \quad \varepsilon = \frac{v_2}{v_1} \approx \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{|\varepsilon_2|}}, \quad (1)$$

где  $v_1$  и  $v_2$  – модули скоростей распространения волн в  $\mathbf{n}_1$  и  $\mathbf{n}_2$  направлениях. Существенно, что  $\mathbf{n}_1$  и  $\mathbf{n}_2$  коллинеарны собственным векторам  $\mathbf{x}_i$  ( $i=1,2$ ) тензора деформации упругого поля дефекта (как правило, стандартной для исходной фазы дислокации) в области зарождения:

$$\mathbf{n}_1 \parallel \mathbf{x}_1, \quad \mathbf{n}_2 \parallel \mathbf{x}_2, \quad \mathbf{n}_1 \perp \mathbf{n}_2 \quad |\mathbf{n}_i| = |\mathbf{x}_i| = 1, \quad (2)$$

то есть, УВП наследует информацию о направлениях главных осей деформации в области зарождения.

Уместно подчеркнуть, что данный подход может оказаться эффективным и для фазовых переходов первого рода близких к переходам второго рода, поскольку наличие дефектов дает возможность для начала мартенситного превращения при температуре, заметно отличающейся от температуры абсолютной потери устойчивости решетки. К подобным переходам относятся превращения в сплавах с эффектом памяти формы. Здесь мы кратко обсудим образование фазы В19' по схеме В2–В19–В19'.

Ранее [4], для прямого В2–В19' превращения (в рамках динамического подхода) было показано, что роль дислокационного центра зарождения (ДЦЗ) способна играть дислокация (с нетипичной для однородной В2 - фазы ориентацией линии  $\Lambda \parallel \langle 1 \ 2 \ 0 \rangle_{B2}$ ) как для кристаллов с габитусами  $\{78 \ 39 \ 48\}_{B2}$ , так и для кристаллов с габитусами  $\{0.868 \ 0.269 \ 0.414\}_{B2}$ , наблюдавшимися в [5,6]. Подчеркнем, что с описанием габитусов  $\{78 \ 39 \ 48\}_{B2}$  стандартная кристаллографическая теория испытывает трудности.

Заметим, что наблюдаемые габитусы (близкие к  $\{2 \ 2 \ 3\}_{B2}$ ) фазы В19, являющейся промежуточной в нашей задаче, легко описываются с помощью (1) при  $\Lambda \parallel \langle 1 \ 1 \ 0 \rangle_{B2}$  аналогично случаю ОЦК-ГПУ перестройки [2]. Очевидно, что типичные для В2-фазы направления дислокационных линий  $\Lambda$  при В2-В19 перестройке должны изменять ориентацию как за счет конечных деформаций  $\varepsilon_i$  (типа деформации Бейна), перестраивающих элементарные ячейки В2-фазы в ячейки В19-фазы (при этом



$\Lambda \rightarrow \Lambda'$ ), так и за счет разворота в стесненных условиях [3] на конечный угол  $\varphi(\varepsilon)$ , зависящий от  $\varepsilon_i$  (при этом  $\Lambda' \rightarrow \Lambda''$ ). Поэтому, в первую очередь, следует найти ориентации  $\Lambda''$ , рассматривая их как ориентации дислокационных линий, наследуемых при В2-В19 перестройке. Кроме того, как показывает анализ расчетов упругих полей прямолинейных дислокаций, для краевых дислокаций (и с достаточной точностью для смешанных дислокаций с преобладающей краевой компонентой вектора Бюргера) обычно выполняется условие

$$(\mathbf{N}_w, \Lambda) \approx 0, \quad (3)$$

где  $(, )$  – символ скалярного произведения, то есть линия дислокации практически лежит в плоскости габитуса (строго говоря, в плоскости габитуса лежит собственный вектор  $\mathbf{x}_3$  тензора деформации упругого поля дефекта в области зарождения).

Таким образом, если угол  $\theta''$  между  $\Lambda''$  и плоскостью наблюдаемого габитуса мартенситных кристаллов фазы В19' мал, можно ожидать, что центрами зарождения являются дислокации, унаследованные фазой В19 от фазы В2 (имевшие в В2-фазе линии  $\Lambda$ ).

Для иллюстрации полагаем, что перестройка элементарных ячеек при В2- В19 переходе задается деформациями

$$\varepsilon_{[01\bar{1}]} \approx 0.03757, \varepsilon_{[011]} \approx 0.08423 \text{ и } \varepsilon_{[100]} \approx -0.0333 \quad (4)$$

в базисе В2-фазы (переход к базису  $[01\bar{1}]_{B2}, [011]_{B2}, [100]_{B2}$  от осей  $\langle 100 \rangle_{B2}$  осуществляется поворотом вокруг  $[100]_{B2}$  на угол  $\pi/4$ ). При  $\varepsilon_1 = \varepsilon_{[01\bar{1}]}$  и  $\varepsilon_2 = \varepsilon_{[100]}$  отношение деформаций, в соответствии с (1), согласуется, например, с отношением скоростей продольных волн вдоль направлений  $[01\bar{1}]_{B2}$  и  $[100]_{B2}$  для системы  $Ti_{50}-Ni_{40}-Cu_{10}$ . Поэтому предполагаем, что в волновом режиме осуществляется наибо́льшая трансформация плоскости  $(011)_{B2}$ , а деформация в  $[011]_{B2}$ -направлении осуществляется за счет электронных корреляций. Тогда величина поворота превращающейся решетки вокруг оси  $[011]_{B2}$ , согласно [3], составляет  $\varphi(\varepsilon) \approx 2.0182^\circ$ . Трансформация ориентировок дислокационных линий потенциальных ДЦЗ кристаллов с габитусами  $\{78\ 39\ 48\}_{B2}$  при В2  $\rightarrow$  В19 превращении приведена в таблице. Кроме того, приведены углы  $\theta'$  и  $\theta''$  между плоскостью габитуса и, соответственно, направлениями  $\Lambda'$  и  $\Lambda''$ . Приведены также направления волновых нормалей  $\mathbf{n}_1$  и  $\mathbf{n}_2$  для вариантов с небольшими значениями углов  $\theta''$ . Направления нормалей  $\mathbf{n}_1$  и  $\mathbf{n}_2$  восстановлены в приближении упруго изотропной среды, что допустимо для сплавов на основе никелида титана, проявляющих тенденцию к изотропизации упругих свойств. Знаки + и – во второй колонке соответствуют выбору знака для угла поворота  $\varphi(\varepsilon)$ .

В приближении изотропной среды ДЦЗ с линией  $\Lambda \parallel [111]_{B2}$  способен инициировать рост мартенситного кристалла с габитусной плоскостью  $(11\bar{2})_{B2}$  при волновых нормалях  $\mathbf{n}_{1,2} \parallel [1 \pm \sqrt{3} \ 1 \ \sqrt{3} \ \bar{2}]_{B2}$ , которые в приближении малых целочисленных индексов соответствуют  $[4 \ \bar{1} \ \bar{3}]_{B2}$  и  $[\bar{1} \ 4 \ \bar{3}]_{B2}$ . Переход  $\Lambda \rightarrow \Lambda''$  сопровождается отклонениями волновых нормалей и сменой габитуса  $(11\bar{2})_{B2} \rightarrow (0.48 \ 0.39 \ 0.78)_{B2}$ . Аналогично при  $\Lambda \parallel \langle \bar{1} \ 10 \rangle_{B2}$  реализуются габитусы типа  $\{223\}_{B2}$  при волновых нормалях близких к  $\mathbf{n}_1 \parallel \langle \bar{1} \ 10 \rangle_{B2}$  и  $\mathbf{n}_2 \parallel \langle 001 \rangle_{B2}$ . Переход  $\Lambda \rightarrow \Lambda''$  сопровождается отклонениями волновых нормалей и сменой габитуса  $(22\bar{3})_{B2} \rightarrow (0.48 \ 0.39 \ 0.78)_{B2}$ .

Значит, при В2 $\rightarrow$ В19 $\rightarrow$ В19', превращении существуют реальные возможности для динамического управления ростом мартенситных кристаллов.

$N_w$	$\Lambda$	$\Lambda'$	$\Lambda''$	$\theta'$	$\theta''$	$n_2$	$n_1$
0.48 0.39 0.78	$[\bar{1}\bar{1}0]$ +	0.966666 -1.060900 -0.02333	0.991904 -1.036506 -0.047724	1.29°	1.39°		
0.48 0.39 0.78	$[\bar{1}\bar{1}0]$ -	0.966666 -1.060900 -0.02333	0.9417494 -1.085813 0.001583	1.29°	1.15°		
0.48 -0.78 -0.39	$[101]$ +	0.966666 0.02333 1.0609	0.991904 0.047724 1.036506	1.29°	1.39°		
0.48 0.78 0.39	$[\bar{1}01]$ +	-0.966666 0.023330 1.060900	-0.940229 -0.00042 1.08465	1.28°	1.15°	0.759798 0.11488 0.639929	-0.077866 0.99326 -0.085859
0.48 -0.39 -0.78	$[110]$ +	0.966666 1.0609 0.02333	0.940229 1.08465 -0.00042	1.29°	1.15°	0.759798 -0.639929 -0.11488	-0.077866 0.085859 -0.99326
-0.78 -0.39 0.48	$[011]$ +	0 1.08423 1.08423	0 1.08423 1.08423	3.67°	3.67°		
-0.78 0.39 0.48	$[0\bar{1}\bar{1}]$ +	0 1.03757 -1.03757	-0.051675 1.036926 -1.036926	3.67°	2.08°		
0.48 -0.39 0.78	$[\bar{1}\bar{1}1]$ +	-0.966666 1.08423 1.08423	-0.966667 1.0601579 1.1083020	1.31°	0.4°	0.834433 0.226761 0.502296	-0.152499 -0.780831 0.605844
-0.48 0.78 -0.39	$[111]$ +	0.966667 1.08423 1.08423	0.966067 1.108302 1.060158	1.31°	0.4°		
0.78 0.39 -0.48	$[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ +	0.966667 -1.03756 1.03756	1.017742 -1.012844 1.012844	1.94	2.85°		
-0.48 0.78 0.39	$[\bar{1}1\bar{1}]$ +	0.966667 1.03756 -1.03756	0.914392 1.060988 -1.060988	1.94°	0.82°	-0.842855 0.492348 -0.21723	0.160923 0.615792 0.7713

### Список литературы

1. Кашенко М. П. Волновая модель роста мартенсита при  $\gamma$ - $\alpha$  превращении в сплавах на основе железа. - Екатеринбург.: УИФ "Наука", 1993.- 224 с.
2. Кашенко М.П., Чащина В.Г. // ФММ. 2008. Т. 105. № 6. С. 571 - 577.
3. Кашенко М.П., Чащина В.Г. // ФММ. 2008. Т.106. № 1`. С. 14-25.
4. Letuchev V.V., Vereshchagin V.P., Alexina I.V., Kashchenko M.P. //Journal de Physique IV, Colloque C8. Vol.5. 1995.
5. Miyazaki S., Otsuka K., Wayman C.M. //Acta metall. 1989. V.37. N. 7. P. 1873-1884.
6. Matsumoto O., Miyazaki S., Otsuka K., Tamura H. // Acta metall. 1987. V.35. N. 8. P. 2137-2144.

## ТЕОРЕТИКО-ИНФОРМАЦИОННАЯ ИДЕНТИФИКАЦИЯ ТИПА ДАЛЬНОДЕЙСТВИЯ КЛАССИЧЕСКИХ РЕШЁТОК

Юдин В. В., Титов П. Л., Михалюк А. Н.

*Дальневосточный государственный университет, г.Владивосток, Россия*  
[t-p-l@inbox.ru](mailto:t-p-l@inbox.ru)

В работах [1–5] был предложен и развит так называемый информодинамический метод анализа сложных сеточных структур. Информодинамический метод отталкивается от построения координационных древесных графов Кейли (ДГК) для решёточных или сеточных систем вышеуказанных планарных сред. При таком описании равноправно выступают как сами пространственные неоднородности, плитки, ячейки, фундаментальные области, так и отношения прямого соседства, смежностей, инцидентий. Ради удобства мы ввели здесь понятие координаций. Вершины графа соответствуют вышеупомянутым объектным составляющим, а отношение координаций между ними – рёбрам графа. Сам алгоритм построения ДГК достаточно подробно описан в работе [5].

Предлагаемое нами древесно-графовое представление сеточных структур базируется на так называемом [q-, p-] алфавите, где q- ответственна за типы плиток, ячеек и т.д., а p- указывает на тип непосредственной координации. В древесных графах Кейли явным образом учитывается рёберная p- компонента, а именно, координация. По нашему мнению, именно каскад координаций на ДГК наполняет содержанием перколяционную задачу в неклассическом понимании. Реализовать дальнейшее продвижение в этом направлении можно, используя теорию перечисления графов [5]. Для каждого уровня ДГК можно построить перечисляющий полином (ПП), каждый член которого представляет куст соответствующей ветвистости с коэффициентами, равными числу кустов данной ветвистости на иерархии. ПП можно сделать в математическом плане более адаптивной алгебраической категорией. Для этого проводим операцию нормировки, что позволяет из ПП получить вероятностные ПП (ВПП), который является как раз распределением кустов по ветвистостям для каждого уровня древесной иерархии. Если удалось построить на ДГК перечисляющие структуры, в частности, ВПП, то на них можно задать соответствующие энтропийные, дивергентные функционалы. Энтропийный функционал над соответствующим ВПП ответственен за характеристику состояния на каждом уровне ДК. Тогда задача перколяции переходит на следующий уровень. Можно рассматривать протекание уже энтропийных функционалов на ДГК. Именно этот аспект является главным в настоящей работе. Через энтропийные перколяции мы хотим идентифицировать тип, характер дальнего порядка в решёточных, сеточных системах. Семантика энтропийного функционала может иметь несколько аспектов. Хорошо известна интерпретация энтропии как меры неопределённости соответствующего состояния. Можно также говорить о мере виртуального разнообразия. Или иметь в виду её трактовку как меру совершенства, что особенно будет продемонстрировано для симплекс-решётки. Мы пользовались энтропией в смысле Вайда, которая является мажорантой энтропии Шеннона, если применить простейшее выражение из теории выпуклых неравенств.

Более нетривиальным функционалом от ВПП, который является менее распространенным, следует признать информационную дивергенцию Бонгарда [1, 5]. По своей логике дивергенция Бонгарда является средневзвешенной мультипликативной комбинацией вероятностей i-го уровня на дополнение  $(i\pm 1)$ -го уровня. Перколяция

информодинамических функционалов будет также иметь прямое отношение к диагностике дальнего порядка-беспорядка решеточных, сеточных систем и их древесных графов. Тем самым, наш метод диагностики структуры сложных решеточных систем и паркетов будет базироваться на энтропийных, дивергентных функционалах.

В данной работе вышеизложенная информодинамическая методика диагностики типа дальнего упорядочения рассматривается применительно к простейшим классическим решеткам. Среди них можно выделить квартетную классическую решетку и сотовую, а также симплекс-решетку, в основе которой лежит трёхточечный двумерный симплекс – равносторонний треугольник.

Квартетная решетка относится к параллелограмматическим решеткам, допускающим трансляции Бравэ. Существует пять плоских реализаций, координационный древесный граф Кейли для которых будет одинаков.

Энтропийный функционал для квартетного ДГК при предельном переходе обращается в ноль. Для более детального анализа характера дальнего упорядочения были построены перколяционные энтропийные зависимости.

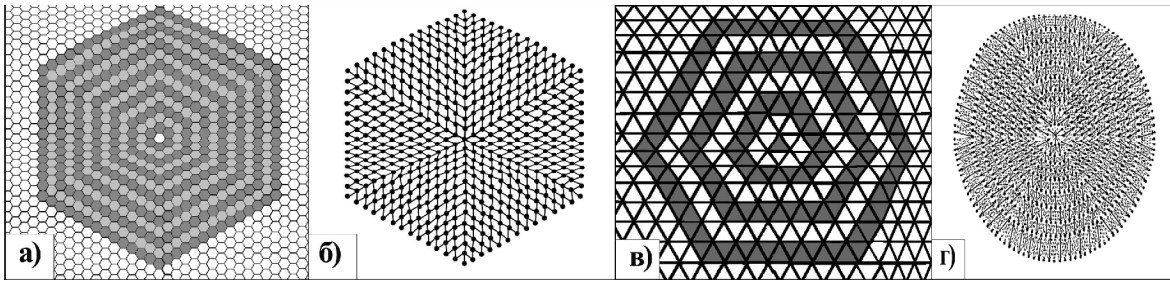
Была решена задача проверки гипотезы по отношению к усеченному распределению Парето. Тем самым, необходимо допустить гиперболический класс спада энтропийной зависимости на ДГК. Можно ввести аналог критических индексов для нашего случая. Прямой поток характеризуется  $g^\downarrow = 1,02$ , а обратный  $g^\uparrow = 0,726$ . В этом случае прямой и обратный критические индексы не превосходят единицы, что, по нашему мнению, указывает на классический тип дальнего действия. Вспоминая некоторую аналогию, можно назвать этот тип энтропийного дальнего действия квартетных решёток кулоновским или гравитационным.

Другой важной характеристикой является дивергенция Бонгарда [5]. В отличие от энтропийной меры, с помощью которой описывается состояние системы, дивергенция Бонгарда, фактически, является информационным расстоянием, метрикой между двумя, например, соседними уровнями. Критические индексы для дивергенции Бонгарда квартетной решетки в прямом и обратном потоке равны, соответственно,  $b^\downarrow = 1,00$  и  $b^\uparrow = 0,725$ . Видно, что критические показатели энтропийного функционала и дивергенции Бонгарда идентичны. Это означает высокое согласование квартетной решетки в перколяционном транспорте. Асимптотическое значение дивергенции Бонгарда, так же, как и энтропийный функционал, стремится к нулю.

Сотовая решетка относится также к параллелограмматическим системам, но не порождена трансляциями Бравэ (рис.1а). Древесный граф Кейли (рис.1б) полностью наследует гекса-симметрию.

По нашим оценкам, критический индекс в прямом потоке равен  $g^\downarrow = 0,835$ , а в обратном потоке –  $g^\uparrow = 0,70$ . И в этом случае обратный поток более дальнедействующий. Сотовая решетка также обладают гиперболическим дальним действием, причем спадание идет несколько медленнее, чем для квартетных решеток. Критические индексы для дивергенции Бонгарда сотовой решетки в прямом и обратном потоке равны, соответственно,  $b^\downarrow = 0,832$  и  $b^\uparrow = 0,689$ . И снова видим, что для сотовой решетки, так же, как и для квартетной, критические индексы энтропии и дивергенции Бонгарда совпадают. Асимптотики энтропийного и дивергентного функционалов имеют такие же значения, как и для квартетной решетки.

Зная свойства энтропийных и информационных функционалов [5], можно выдвинуть принцип максимального, полного согласования информационных характеристик на ДГК, которому как раз и подчиняются эти два класса параллелограмматических решёток.



**Рис.1.** Сотовая решетка (а) и её ДГК (б). Симплекс-решётка с выделенными координационными фронтами (в) и её ДГК (г).

Симплекс-решетка не является параллелограмматической, и не может быть порождена трансляциями Бравэ. Это внутренне замкнутый класс выпуклых правильных структур, видимо, обладающих максимальным совершенством. Симплекс-решётку нетрудно трактовать как мозаику, паркет с алфавитом  $[1q \times 2p]$ . В качестве  $q$  компоненты выступает сам плоский симплекс, а в качестве  $p$  компоненты – два типа координаций: точечная и рёберная. Именно эти элементы входят в понятие древесного графа Кейли (рис.1г).

Для более подробного исследования явления перколяции на ДК необходимо рассмотреть перколяционные зависимости информодинамических функционалов: энтропии Вайда и меру Бонгарда.

Как и прежде, перколяции этих функционалов подчиняются гиперболическим зависимостям, с критическими индексами  $g^\downarrow = 0.11; g^\uparrow = 0.15; b^\downarrow = 0.09; b^\uparrow = 0.154$ .

Последний результат можно истолковать как прямое следствие совершенства симплекс-ДК. Кроме того, значения индексов указывают на то, что отражение от бесконечного горизонта не может повысить максимальную энтропию. Остаётся лишь её понизить, что и отражено в поведении критических индексов.

В отличие от квартетной и сотовой решеток, где асимптотика энтропии и дивергенции Бонгарда равна 0, в симплекс – решетке остаточные значения равны 0,5. Их идентичность совместно с ненулевым значением есть принципиальный момент, указывающий на экстремальное совершенство симплекс-упорядочения.

## Список литературы

1. Юдин В.В., и др. Случайные координационные деревья Кейли для сеточных мезоструктур кварцевых и металлических стёкол // Кристаллография. 1999. Т.44, №3. С.413-421.
2. Юдин В.В. и др. Мозаика Пенроуза как древесно-графовая стохастическая решётка // Кристаллография. 2002. Т.47, №2. С. 224-231.
3. Юдин В.В., и др. Обобщённые решёточные системы как сверхперколирующие структуры // Изв.РАН. Сер.Физ. 2001. №10. С. 1405-1410
4. Юдин В.В., Карыгина Ю.А. Фрактальность квазикристаллов на примере мозаики Пенроуза // Кристаллография. 2001. Т. 46, №6. С. 1004-1008.
5. Юдин В.В., Писаренко Т.А., Любченко Е.А. Информодинамика сетевых структур. Вероятность. Древесные графы. Фракталы. Владивосток: ДВГУ, 2003. 243с.

## ДВУХКОМПОНЕНТНАЯ МОДЕЛЬ ПЛАСТИЧНОСТИ: ЛОКАЛИЗАЦИЯ ДЕФОРМАЦИИ КАК НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ТЕЧЕНИЯ

Зуев Л. Б., Баранникова С. А., Данилов В. И.

*Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия,  
[lbz@ispms.tsc.ru](mailto:lbz@ispms.tsc.ru), [bsa@ispms.tsc.ru](mailto:bsa@ispms.tsc.ru)*

Как было показано в [1, 2] при анализе большого объема экспериментальных данных, каждой стадии деформационного упрочнения соответствует определенный тип автоволнового процесса. При этом разница в характеристиках волн остается только количественной. Поэтому достаточно ограничиться только попыткой качественного согласования предложенных ранее моделей с общей двухкомпонентной моделью локализованного пластического течения, основанной на самопроизвольном разделении деформируемой системы на информационную и динамическую подсистемы [3]. Информационная подсистема представляет собой совокупность импульсов акустической эмиссии, генерируемых в ходе течения. Динамическая подсистема объединяет элементарные акты пластической деформации (формоизменение). Модель предусматривает взаимодействие между подсистемами, которое может быть представлено следующим образом: акустические импульсы генерируются в ходе деформации; эти импульсы могут инициировать новые дислокационные сдвиги, которые в свою очередь сопровождаются акустической эмиссией.

В ходе растяжения образца удобно характеризовать стадийность процесса пластического течения соотношением

$$s(e) = s_0 + Ke^n, \quad (1)$$

где  $s_0 \approx s_{0,2}$ , а величина с размерностью напряжения  $K$  – параболический коэффициент упрочнения. Показатель параболичности  $n$  в (1) принимает значения в зависимости от действующего на данной стадии закона деформационного упрочнения.

При деформации на стадии площадки текучести ( $n = 0$ ) материал последовательно переводится из упруго напряженного в пластически деформированное состояние, так что на этой стадии в образце сосуществуют упругая и пластически деформированная среды, разделенные движущимся фронтом полосы Чернова–Людерса. Исследования акустической эмиссии на стадии площадки текучести стали О9Г2С, позволившие локализовать координаты источников ультразвука, показали, что излучающая акустические импульсы область шириной ~10 мм совпадает с визуально наблюдаемой полосой. Вне этой зоны регистрируется значительно меньше акустических импульсов, и их расположение является случайным. Таким образом, все события, связанные с деформацией на площадке текучести, локализованы в граничной зоне, разделяющей упруго напряженную и пластически деформированную части образца. Это позволяет рассматривать распространение полосы Чернова–Людерса как движение автоволны переключения [4]. При этом в той части образца, которая находится еще в упругом состоянии, не возникают концентраторы напряжений, способные генерировать пластические сдвиги на этой стадии. По этой причине, акустическая эмиссия не может инициировать в этой зоне пластическую деформацию.

На стадии линейного деформационного упрочнения ( $n = 1$ ) в образце возникает система равноудаленных и согласованно движущихся с постоянной скоростью оча-

гов локализованной деформации – типичная фазовая автоволна [4]. В [5] при исследовании скорости распространения ультразвука в поликристаллах пластически деформируемого алюминия удалось показать, что на стадии линейного деформационного упрочнения остаются постоянными скорость ультразвука и размер областей когерентного рассеяния, определяемый рентгенографическим способом.

Последнее обстоятельство косвенно указывает на неизменность дислокационной структуры материала на этой стадии, поскольку на стадиях с переменным коэффициентом упрочнения скорость ультразвука является немонотонной функцией деформации. Что касается скорости распространения автоволн на этой стадии пластического течения, то в [2, 6] было показано, что она связана со скоростью распространения ультразвуковых волн  $V_{\perp}$ , коэффициентом торможения дислокаций фоннным газом  $B$  и дислокационной вязкостью кристалла  $h$ , причем

$$V_{av} \approx \frac{B}{h} \cdot \frac{V_{\perp}}{q}. \quad (2)$$

Предположим, что  $B$  лишь слабо зависит от деформации, поскольку контролирует «надбарьерное» движение дислокаций, при котором дислокации не взаимодействуют с дефектами. В рамках подобного предположения  $B$  является функцией только плотностей фоннного и электронного газов. В таком случае упомянутое постоянство размера области когерентного рассеяния может означать, что на стадии линейного деформационного упрочнения дислокационная вязкость  $h \approx const$ , откуда следует  $V_{av} \approx const$ . Правдоподобная оценка макроскопической длины волны локализованной деформации, основанная на таких предположениях, сделана в [7].

Формирование стационарной системы очагов на *стадии тейлоровского деформационного упрочнения* ( $n = 1/2$ ) также допускает интерпретацию, использующую соотношение (2). Процессы поперечного скольжения, характерные для этой стадии, ведут к лавинообразному росту плотности дислокаций в очагах локализованной деформации, что вызывает соответствующий рост вязкости  $h$  и в соответствии с (2) ведет к уменьшению скорости перемещения очагов локализованной деформации вплоть до  $V_{av} \approx 0$ , то есть, к их остановке. Возникающая в этом случае картина классифицируется как стационарная диссипативная структура [4]. В качестве важной дополнительной информации заметим также, что на стадии тейлоровского деформационного упрочнения в опытах с регистрацией акустических импульсов одновременно с записью кривой течения  $s(e)$  удалось обнаружить существование эквидистантно расположенных стационарных зон с повышенной плотностью излучения ультразвуковых импульсов.

На *стадии предразрушения* ( $n < 1/2$ ) очаги локализованной деформации снова начинают двигаться со скоростями, которые различны для каждого из них, но сохраняют постоянство во все время существования. Величина скорости зависит только от места зарождения отдельного очага: чем ближе это место к зоне будущего разрушения, тем медленнее такой очаг движется. Построив зависимости положения очага локализованной деформации  $X$  от времени деформирования  $t$  и экстраполируя участки прямых  $X(t)$ , для которых  $n < 1/2$ , до пересечения, можно показать, что во всех случаях образуются пучки, и найти координаты их центров  $X^*$  и  $t^*$ , которые близки к месту и моменту разрушения образца для каждого из исследованных материалов. Это означает, что уже с начала этого этапа скорости движения очагов локализованной деформации автоматически синхронизированы таким образом, чтобы обеспечивался их одновременный «приход» в центр. Таким образом, оказывается, что место разрушения и время жизни образца до разрушения детерминированы процессами, происходящими на более ранних стадиях пластического течения. Из всех очагов локализованной пластичности с течением времени «выживает» только один,

положение которого уже при рождении соответствует месту образования в будущем макроскопической шейки и вязкого разрушения. Обычно, появившись еще на стадии тейлоровского деформационного упрочнения при  $n \approx 1/2$ , такой очаг остается затем почти неподвижным вплоть до разрушения, но деформация в нем постепенно растет по мере затухания активности процесса течения в других доменах.

При объяснении природы процессов на этой стадии пока ограничимся только некоторыми деталями, рассмотрев упомянутые особенности качественно на основании формулы (2). Инициирование движения очагов локализованной пластичности можно связать с обычным для заключительной стадии процесса пластического течения уменьшением коэффициента деформационного упрочнения, входящего в (2), и сопровождающим его экспериментально обнаруженным ростом скорости ультразвука  $V_{\perp}$  [7] на этой стадии.

Рождение новых очагов локализованной пластичности в рамках развиваемой модели может соответствовать условию интерференции испускаемых импульсов акустической эмиссии между уже имеющимися очагами активной деформации, что способствует рождению нового очага локализованной пластичности. В начале стадии предразрушения каждый уже имеющийся очаг симметрично окружен соседними, так как на стадии линейного деформационного упрочнения и в конце тейлоровской стадии  $I = const$ . В таком случае при уменьшении расстояния между очагами с одинаковыми деформационными полями должна существовать сила отталкивания, объясняющая, почему очаги, зародившиеся на большем расстоянии от места будущего разрушения имеют большую скорость движения. В рамках таких представлений картина, иллюстрирующая поведение автоволны на стадии предразрушения, напоминает процесс сжатия пружины. Стадия предразрушения заканчивается тем, что автоволна локализованной пластической деформации «коллапсирует» [3] с прекращением пластической деформации и образованием вязкой трещины.

Таким образом, переход от пластического течения (стадии линейного и тейлоровского деформационного упрочнения) к вязкому разрушению совершается как «коллапс» автоволны локализации или стягивание последней в месте будущего разрушения образца, вызванное изменением свойств деформируемой среды в процессе пластического течения.

*Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта Президента Российской Федерации (МД-278.2008.8).*

### Список литературы

1. Zuev L.V. *Ann. Phys.* **10** (2001) 965-984.
2. Zuev L.V. *Ann. Phys.* **16** (2007) 286-310.
3. Кадомцев Б.Б. *Динамика и информация*. М.: Редакция журнала УФН (1997) 397.
4. Васильев В.А., Романовский Ю.М., Яхно В.Г. *Автоволновые процессы*. М.: Наука. (1987) 240.
5. Zuev L.V., Semukhin B.S. *Phil. Mag. A.* **82** (2002) 1183-1193.
6. Зуев Л.Б. *Металлофизика и новейшие технологии*. **29** (2007) 1147-1157.
7. Зуев Л.Б., Семухин Б.С., Зариковская Н.В. *ЖТФ* **71** (2001) 57-62.



## ПЕРЛИТ ЗАКАЛКИ И СВОЙСТВА КОЛЕСНОЙ СТАЛИ

Чертов В. М.

ДонИФЦ, Москва, Россия,  
[chertovv@mail.ru](mailto:chertovv@mail.ru)

Спреерно-душевая кратковременная закалка обода железнодорожных колес способствует образованию среднепрочного пластинчатого перлита. Повышенная пластичность и напряжения сжатия в ободе, а также высокая производительность – важные преимущества процесса. Но такая структура колесной стали 60Г и 60ГТ оказывается причиной преждевременного износа колес при взаимодействии с рельсами, которые закаливают в масле и отпускают. Сорбит отпуска рельсовой стали типа У10СГ имеет повышенную прочность (твердость порядка НВ 380 против НВ 300 у колес) [1-3]. Износ колес – не только техническая, но и экономическая проблема транспорта, отсюда – изготовление колес повышенной прочности, разработка бейнитной и микролегированной колесной стали (повышение прочности тоже влечет появление дефекта – выкрашивание колес при воздействии тормозных колодок) [4,5]. Другое направление решения задачи – использование технологии двойной изотермической обработки аналогичной по составу пружинной стали 60С2А и 65Г, с получением структуры нижнего бейнита и проведением дополнительного отпуска при несколько повышенной температуре. Повышение прочности и пластичности соответствует повышению работы разрушения и снижению вероятности зарождения и распространения трещин при предельной нагрузке [6,7]. Переход от закалки пружинной стали относительно малого сечения к закалке массивного обода колес возможно осуществить при ускоренном охлаждении обода до температуры образования нижнего бейнита (например, в расплаве селитры, скорректированного добавлением воды) и выдержкой в этом расплаве до практического завершения превращения на глубине не менее 30 мм от поверхности катания. Безопасный способ добавления воды на поверхность расплава и его перемешивание воздухом, нагнетаемым компрессором [8], обеспечит стабильное охлаждение обода при скорости охлаждения, в 2-3 раза превышающей скорость охлаждения в масле, с получением высокого комплекса механических характеристик, напряжений сжатия в ободе и повышенной износостойкости колес. Это направление оптимизации технологии термической обработки создает возможность решения задачи при относительно небольших затратах и сокращенных сроках изготовления нового несложного оборудования. Ориентация на сохранение существующих технологии и оборудования для закалки вызовет, при отработке состава новой стали, как показано при отработке бейнитной рельсовой стали [9], весьма значительные затраты средств и времени, а также дополнительные технологические трудности.

### Список литературы

1. Г.А.Филиппов//Металлург.2004.9.55-58.
2. В.И.Изотов,М.Е.Гетманова,Г.А.Филиппов и др. //Металлург. 2007.11.33-37.
3. ГОСТ Р 51685-200. Рельсы железнодорожные.
4. М.Е.Гетманова,Г.А.Филиппов, А.С.Гриншпон и др. //Тез.докл. 4-й Евраз. науч.-практ. конф. «ПРОСТ-2008» МИСиС. – М.: 2008.С.233.
5. Колесопрокатный комплекс Выксунского металлургического завода. [www.vnz.ru](http://www.vnz.ru)
6. В.М.Чертов//Технология машиностроения.2005.3. 11-13.
7. В.А.Скуднов. Синергетика явлений и процессов в металловедении, упрочняющих технологиях и разрушении. НГТУ. – Нижний Новгород.:2007.С.66-68.
8. В.Н.Бирюкова. Разработка, исследование и внедрение нового способа закалки в горячих средах... Дисс...канд. техн. наук. 1966. Горький. 159с.
9. В.А.Павлов, Л.А.Годин, Л.В. Корнева и др.//Металлург. 2007.4.51-53.

## МАРТЕНСИТНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ И ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА НИКЕЛИДА ТИТАНА ПОСЛЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОТЖИГА

Беляев С. П., Реснина Н. Н., Милюкина С. Н.\*, Рубаник В. В.\*

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

\*Витебский государственный технологический университет, Витебск, Беларусь

[spb@smel.math.spbu.ru](mailto:spb@smel.math.spbu.ru)

Термическая обработка оказывает существенное влияние на физико-механические свойства сплава TiNi с памятью формы. Изменяя время и температуру обработки можно варьировать полноту и последовательность мартенситных превращений, изменять величину эффекта памяти формы и степень возврата неупругой деформации.

Настоящая работа посвящена исследованию влияния низкотемпературных (120 °С ÷ 300 °С) термических воздействия на свойства никелида титана, предварительного отожженного при 500 °С или закаленного от 800 °С в воде. Эксперименты выполняли, используя проволоочные образцы диаметром от 0,5 мм до 1 мм из сплавов по составу близких к эквиатому. Содержания никеля в образцах не превышало 50,5 ат. %. Использовали методику калориметрического анализа и измерения температурных зависимостей электросопротивления. Механические испытания проводили в условиях кручения для исключения термического растяжения – сжатия.

### *Влияние низкотемпературного отжига на кинетику и последовательность мартенситных превращений в сплаве TiNi*

С увеличением времени выдержки при температуре 150 °С тепловой пик на калориметрических кривых смещается в направлении низких температур, уширяется, а затем расщепляется на два обособленных пика. Эти наблюдения, а также измерение температурных зависимостей электросопротивления указывают на то, что температуры мартенситных переходов понижаются с увеличением времени отжига и последовательность превращения при охлаждении изменяется от В2 (кубическая структура) → В19' (моноклинная структура) на В2 → R (ромбоэдрическая структура) → В19'. Аналогичные изменения происходят в результате отжига при 120 °С и 200 °С. В то же время отжиг при 300 °С не вызывает существенных изменений кинетики и последовательности мартенситных переходов. Смещение температур превращения происходит тем сильнее, чем меньше температура отжига.

Низкотемпературный отжиг оказывает меньшее влияние на кинетику превращения в сплавах с большим содержанием никеля. Так, для сплава Ti – 50 ат. % Ni отжиг при 150 °С в течение четырех часов понижает температуры перехода при охлаждении на 14 °С, тогда как для сплава с 50,4 % Ni происходит понижение лишь на 9 °С.

### *Влияние низкотемпературного отжига на функциональные свойства сплава TiNi*

Образцы после отжига при 120 °С охлаждали при постоянном напряжении через интервал температур фазовых превращений, после чего нагревали без нагрузки. При напряжении 100 МПа закаленный образец накапливает в процессе прямого превращения деформация 3,4 %. В результате последующего отжига в течение 6 часов эта деформация возрастает до 6 %. Величина эффекта памяти формы также воз-

растает почти в два раза. Полученные данные свидетельствуют о том, что низкотемпературный отжиг облегчает развитие деформации недислокационной природы, обусловленной, например, ориентацией мартенситных кристаллов при превращении.

Таким образом, результаты исследования показывают, что низкотемпературный отжиг оказывает сильное влияние на все свойства никелида титана. Надежные данные о структурных изменениях при таком воздействии практически отсутствуют. Можно высказать лишь ряд предположения, указывающих пути дальнейших поисков, направленных на изучение структуры сплава.

## ЭНДОХРОННАЯ ТЕОРИЯ НЕУПРУГОСТИ, УЧИТЫВАЮЩАЯ ЗАТВЕРДЕВАНИЕ МАТЕРИАЛА

Кадашев Ю. И., Помыткин С. П.

В докладе в рамках эндохронной теории неупругости предлагается обобщение идеи В.Прагера [1] о существовании элемента затвердевания в моделях пластичности материалов.

Используя схему авторов доклада [2] о конструировании эндохронных вариантов теории неупругости на основе классических теорий течения, предлагаются следующие определяющие соотношения неупругости эндохронного типа, учитывающие затвердевание материала:

$$\begin{aligned} \dot{\varepsilon}_{ij} + 2G \rho \alpha \frac{d\varepsilon'_{ij}}{dR} &= \rho \frac{dR'_{ij}}{dR} + \frac{R'_{ij}}{k_1 + 2G \alpha}, \\ R'_{ij} &= \sigma'_{ij} - 2G(1 - \alpha) \varepsilon'_{ij}, \quad dR = \sqrt{dR'_{ij} : dR'_{ij}}, \\ \beta(R_0) &= \frac{dR_0}{dR}, \quad R_0 = \varepsilon_0 - \frac{k_2}{K} \sigma_0, \\ \varepsilon_0 &= \varepsilon_{ii}, \quad \sigma_0 = \sigma_{ii}. \end{aligned}$$

Здесь  $\alpha$  – параметр эндохронности,  $G$  – модуль сдвига,  $K$  – объемный модуль материала,  $k_1$  – аналог коэффициента упрочнения,  $k_2$  – константа материала,  $\rho$  – деформационный предел текучести,  $\sigma_{ij}$ ,  $\varepsilon_{ij}$  – тензоры напряжений и деформаций,  $R'_{ij}$  – вспомогательный параметрический тензор эндохронной теории,  $\beta(R_0)$  – экспериментально определяемая функция, верхний штрих – знак девиатора тензора.

В рамках доклада приводятся иллюстративные примеры, демонстрирующие возможности подхода.

*Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 08-01-00036).*

### Список литературы

1. Прагер В. Об идеально затвердевающих материалах // Механика: сборник переводов. 1958. N3 (49). С.99-103.
2. Кадашев Ю.И., Помыткин С.П. О взаимосвязи теории пластичности, учитывающей микронапряжения, с эндохронной теорией пластичности // Известия РАН. Механика твердого тела. 1997. N4. С.99-105.

## ДИНАМИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТЕКОЛ ПРИ УДАРНЫХ НАГРУЗКАХ СУБМИКРОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

Судьенков Ю. В., Jun Shen<sup>\*</sup>, Атрошенко С. А., Наумова Н. С.

*Санкт-Петербургский государственный университет,  
Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург, Россия*

*\*Harbin Institute of Technology, Harbin, Peoples Republic of China*

[satroshe@impact.ipme.ru](mailto:satroshe@impact.ipme.ru)

В последнее время большой интерес привлекает исследование металлических стекол большого размера из-за их уникальных химических и физико-механических свойств. Однако хрупкость аморфных материалов сильно препятствует их широкому применению.

При высоких напряжениях и низких температурах – гораздо ниже температуры стеклования металлические стекла обычно демонстрируют неоднородное деформирование с сильной локализацией в узких полосах сдвига с последующим их быстрым распространением по всему образцу, приводящим к разрушению.

В работе [1] показано, что образцы металлического стекла  $Ti_{40}Zr_{25}Ni_3Cu_{12}Be_{20}$  (ат. %) маленького размера (~1 мм) демонстрируют повышенную пластичность при квазистатическом сжатии по сравнению с образцами большего размера (~6 мм).

Сплав указанного состава использовался из-за его отличной способности образовывать металлические стекла. Заготовки сплава получали дуговым плавлением чистых элементов (чистотой  $\geq 99,9\%$ ) в аргоновой атмосфере титанового гетера. Объемные металлические стекла были получены капельным литьем в медную изложницу.

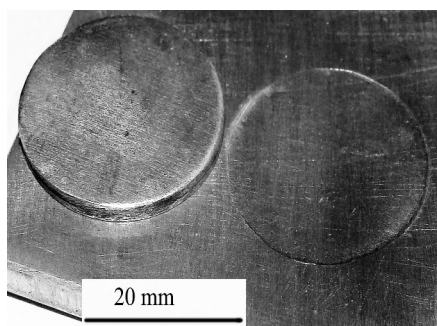
В отличие от поведения при одноосном сжатии и растяжении, характеризующимся несколькими первичными полосами сдвига и катастрофическим разрушением, при испытаниях на пробой металлические стекла демонстрируют очень хорошую деформационную способность с образованием регулярных множественных полос сдвига и высокую пластичность [2].

Деформационная способность сплавов на базе TiCu сильно зависит от скорости охлаждения в процессе затвердевания. Наличие аморфной фазы наряду с нанокристаллической может существенно повысить пластичность металлического стекла. Большая концентрация свободного объема, что характерно для аморфных сплавов, получаемых при высоких скоростях охлаждения, также ответственна за пластичность [3]. Атомный масштаб структуры и свойства металлических стекол очень чувствительны к их термической истории. Различные образцы аморфного сплава с одним и тем же составом могут иметь существенно различающиеся уровни пластичности в зависимости от скорости охлаждения при затвердевании.

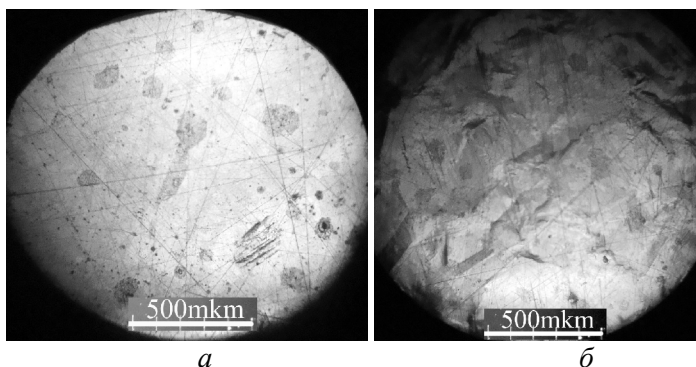
В работе представлены результаты исследований изменения структуры металлических стекол ( $Ti_{40}Zr_{25}Ni_3Cu_{12}Be_{20}$  ат.%) в следствие ударного нагружения с длительностью ~ 0.5 мкс. Анализ структурных изменений проводился в образцах алюминиевого сплава 1204 (системы Al–Cu–Mn) и меди M1PO (0,5%Sn) при тех же параметрах ударных нагрузок.

Ударное нагружение по методике высокоскоростного соударения пластин осуществлялось с использованием явления электрического взрыва проводников на установке со следующими параметрами:  $C = 6\text{мкф}$ ,  $U$  до 50кV,  $E$  до 7,5кДж, период короткого замыкания  $T = 11\text{мкс}$  [4]. На рис.1 представлен вид ударника и мишени после соударения, демонстрирующий достаточно хорошую плоскостность соударе-

ния, реализуемую в данной методике, а на рис 2 представлено изменение структуры поверхности медного образца после ударного нагружения со скоростью  $\sim 350$  м/с.



**Рис. 1.** Вид ударника и мишени из алюминиевого сплава после соударения со скоростью  $\sim 270$  м



**Рис. 2** Структура свободной поверхности медного до (а) и после нагружения (б).

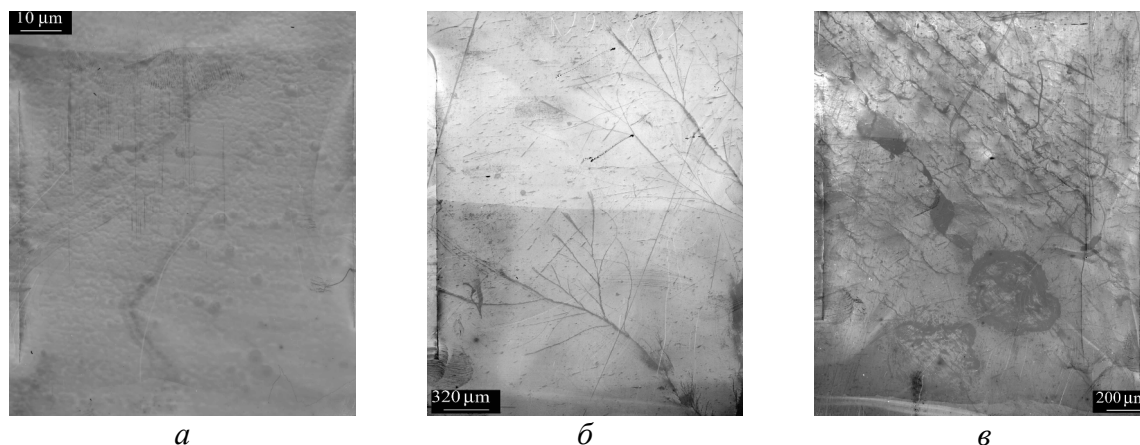
Образцы металлических стекол представляли собой пластины с размерами  $\sim 3 \times 35 \times 35$  мм, а образцы алюминиевого сплава и меди – диски толщиной  $\sim 4$  мм и  $\varnothing 40$  мм. Скорости ударника из алюминиевого сплава АМГ6 ( $\varnothing 20$  мм и толщиной  $\sim 1,5$  мм) лежали в диапазоне 250 – 750 м/с и контролировались с использованием двухлучевой методики. Контроль параметров ударного импульса осуществлялся по измерению скорости свободной поверхности образца-мишени с помощью дифференциального лазерного интерферометра [4].

Предварительно для образцов металлических стекол с помощью оптико-акустической методики [5] были определены скорости упругих волн и рассчитаны упругие модули (табл.1).

**Таблица 1.**

Плотность $\text{g/cm}^3$	$C_1$ m/s	$C_t$ m/s	$E$ GPa	$G$ GPa	Коэффициент Пуассона
$5.44 \pm 0.01$	$5295 \pm 10$	$3180 \pm 30$	$134 \pm 3$	$55 \pm 1.5$	$0.218 \pm 0.005$

Структура аморфного сплава  $\text{Ti}_{40}\text{Zr}_{25}\text{Ni}_3\text{Cu}_{12}\text{Be}_{20}$  ат.% в исходном состоянии представлена на рис. 3а, а на рис. 3б,в представлены структуры после нагружения.



**Рис. 3.** Структура свободной поверхности образца аморфного сплава  $\text{Ti}_{40}\text{Zr}_{25}\text{Ni}_3\text{Cu}_{12}\text{Be}_{20}$  ат.% в исходном состоянии (а) и после нагружения (б – образец 2, в – образец 3).

Видны древообразные полосы сдвига (Зб), напоминающие представленные в работе [3] в условиях сжатия при квазистатическом нагружении, но более разветвленные и большей плотности. На рис. 3в показана сеть полос сдвига, переходящая местами в трещины параллельные друг другу. Поверхность разрушения имеет чашечную структуру излома характерную для вязкого разрушения.

В пластичном материале – сплаве алюминия 1204 на свободной поверхности наблюдается значительно большее количество полос сдвига. При этом они формируются в виде ступенек, близких к параллельным, с множеством ответвлений. Трещины в сплаве алюминия в отличие от аморфных сплавов при этих скоростях удара не образуются.

*Работа выполнена при поддержке грантов 06-01-00202-а, 08-01-00646-а, 08-01-12009-офи.*

### **Список литературы**

1. Y. J. Huang, J. Shen, and J. F. Sun. "Bulk metallic glasses: smaller is softer". APPLIED PHYSICS LETTERS **90**, 081919 (2007)
2. F. F. Wu, Z. F. Zhang, F. Jiang, J. Sun, J. Shen, S. X. Mao. Multiplication of shear bands and ductility of metallic glass. APPLIED PHYSICS LETTERS **90**, 191909 (2007)
3. J. Shen, a) Y.J. Huang, and J.F. Sun. "Plasticity of a TiCu-based bulk metallic glass: Effect of cooling rate", J. Mater. Res., Vol. 22, No. 11, Nov 2007
4. Мещеряков Ю.И., Морозов В.А., Судьенков Ю.В. "Экспериментальные методы исследования сильно-неравновесных процессов в твердых телах при импульсном воздействии электронным пучком и скоростном соударении", Сб. "Физическая механика", изд. ЛГУ, 1978, вып. 3, с. 93-108
5. Сажко З. А., Судьенков Ю.В. "Опико-акустическая спектроскопия изменений структуры металлов вследствие пластической деформации ударом субмикросекундной длительности", ЖТФ, в.1, 2003, с.134-136

## **ВЛИЯНИЕ РЕЖИМОВ ТЕРМИЧЕСКОЙ И ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ НА КОРРОЗИОННУЮ СТОЙКОСТЬ СТАЛИ 25Х2М1ФА**

**Корниенко О. Ю., Беликов С. В., Россина Н. Г., Попов А. А.**

*ГОУ ВПО УГТУ-УПИ, г. Екатеринбург*

[Nassonova@e1.ru](mailto:Nassonova@e1.ru)

На сегодняшний день в нашей стране коррозия съедает до 10 процентов производимого в стране металла, особенно часто происходят аварии на трубопроводах нефтегазовой промышленности. По литературным данным ежегодно на нефтепромысловых трубопроводах происходит до 70 тысяч отказов, 90% которых являются следствием коррозионных повреждений. Поэтому исследование коррозионной стойкости сталей является актуальной задачей.

Цель исследования – оценка коррозионной стойкости стали 25Х2М1ФА потенциодинамическим методом и исследование влияния на неё параметров термомеханической обработки.

Термомеханическую обработку стали 25Х2М1ФА проводили на лабораторном двухвалковом стане ДУО - 130 в калибрах по режимам:

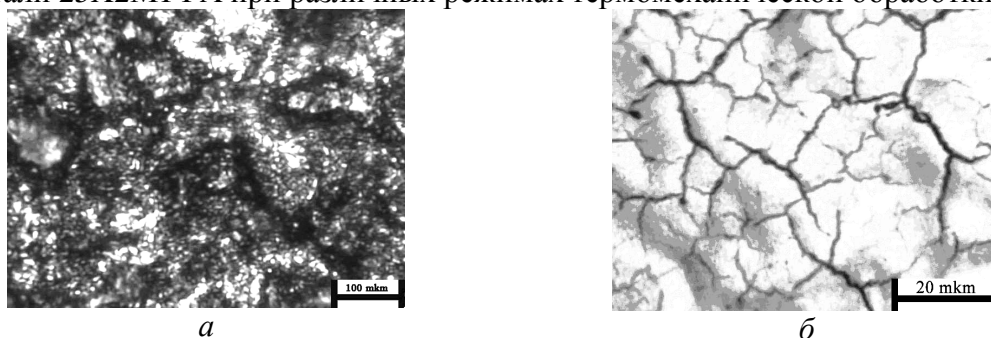
- нагрев до 920 °С ( $\tau_b = 30$  мин.), посадка в печь с  $t_n = 710$  °С ( $\tau_b = 155$  мин.), прокатка с коэффициентом вытяжки  $K_{в\Sigma} = 2$  (за 4 прохода), последующее охлаждение на воздухе;

- нагрев до 920 °С ( $\tau_b = 30$  мин.), охлаждение на воздухе ( $\tau_b = 90$  с.) до температуры 650 °С, деформация ( $K_b = 1,25 \dots 2,0$ ), последующее охлаждение на воздухе.

Поверхности образцов изучаемого материала после проведения испытаний на коррозионную стойкость в исследуемой среде (5% NaCl + 0,5% CH<sub>3</sub>COOH + дист. вода) показаны на рис 1. Отчётливо видно, что коррозионное разрушение имеет межкристаллитный характер.

Наименьшая термодинамическая вероятность коррозионного разрушения у стали с бейнитной структурой ( $t_d = 650^\circ\text{C}$ ,  $K_b=1,25$ ), которая более однородна и дисперсна, чем в случае феррито-перлитной структуры; малая деформация с коэффициентом вытяжки ( $K_b=1,25$ ) приводит к небольшому количеству дефектов в материале, следовательно, очагов коррозионного разрушения меньше.

На основании проведенных экспериментов можно судить о термодинамической вероятности протекания коррозионного процесса и о скорости протекания коррозии для стали 25X2M1ФА при различных режимах термомеханической обработки.



**Рис. 1.** Вид поверхности образцов стали 25X2M1ФА после проведения испытаний на коррозионную стойкость: *a* –  $t_d = 710^\circ\text{C}$ ,  $\tau = 155$  мин,  $K_b = 2,0$ ; *б* –  $t_d = 650^\circ\text{C}$ ,  $K_b = 1,25$

С помощью полученных поляризационных кривых можно прогнозировать скорость протекания коррозии стали 25X2M1ФА, подвергнутой термомеханической обработке по различным режимам. По методу экстраполяции поляризационных кривых до стационарного потенциала рассчитаны скорости коррозии, глубинные показатели коррозии (табл. 1).

**Таблица 1.** Скорость коррозии и глубинный показатель стали 25X2M1ФА

Режим ТМО	$t_d = 650^\circ\text{C}$ , $K_b = 1,25$	$t_d = 650^\circ\text{C}$ , $K_b = 2,0$	$t_d = 710^\circ\text{C}$ , $\tau = 155$ мин., $K_b = 2,0$
Структура стали	Бейнит	Бейнит	Перлит + избыточный феррит
Скорость коррозии, г/(см <sup>2</sup> ·ч)	1,0	1,4	5,3
Глубинный показатель коррозии ( $K_p$ ), мм/год	1,16	1,51	5,94

Анализ полученных результатов показал, что скорость коррозии зависит от морфологии структурных составляющих, на которую влияют параметры термомеханической обработки: температура деформации, коэффициент вытяжки. Образец с феррито-перлитной структурой корродировал с большей скоростью, чем образцы с бейнитной, что объясняется грубой морфологией и направленностью феррито-перлитной структуры. Увеличение коэффициента вытяжки приводит к возрастанию количества дефектов строения металла, это нарушает однородность стали и является очагами зарождения коррозионного разрушения.

# ANELASTICITY AND STRESS-INDUCED MAGNETIZATION IN POLYCRYSTALLINE Ni–Fe–Ga–Co FERROMAGNETIC SHAPE MEMORY ALLOY

Sapozhnikov K., Golyandin S., Kustov S.\*, Cesari E.\*

*A.F.Ioffe Physical-Technical Institute, St.Petersburg, Russia*

*\*Dept. de Física, Universitat de les Illes Balears, Palma de Mallorca, Spain*

[k.sapozhnikov@mail.ioffe.ru](mailto:k.sapozhnikov@mail.ioffe.ru)

Ferromagnetic shape memory alloys are now in the focus of attention of the researchers developing high performance actuating devices because of their ability to induce a large magnetic-field-induced strain. Ni-Fe-Ga system of ferromagnetic shape memory alloys is a promising actuator material. Recently, it has been found that alloying with Co is an effective way to improve properties of Ni–Fe–Ga alloys [1–3]. Coexistence of two interacting subsystems of elastic and magnetic domains in ferromagnetic martensites calls for application of the experimental technique, which provides simultaneous investigations of these subsystems. Such technique, referred to as mechanomagnetic spectroscopy, has been developed [4–6]. It is based on the piezoelectric composite oscillator technique [7,8], combined with measurements of the inverse magnetostriction (Villari) effect.

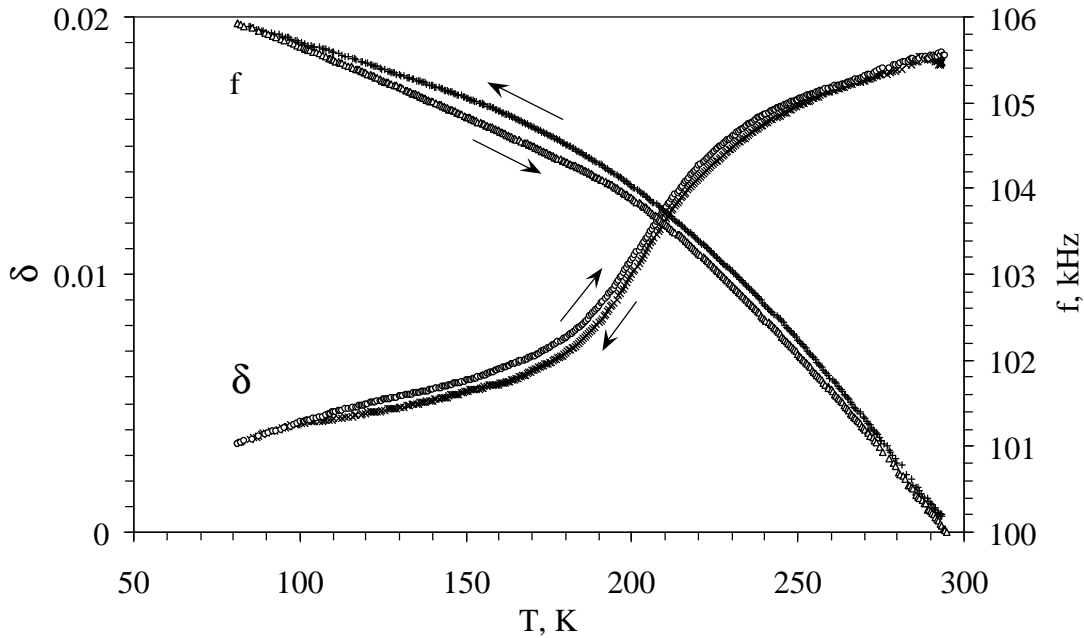
Polycrystalline Ni<sub>53.5</sub>–Fe<sub>16.5</sub>–Ga<sub>27</sub>–Co<sub>3</sub> alloy with average grain size of the order of 200 μm has been studied in the present work. For this composition, the martensitic phase of the alloy contains a mixture of non-layered (2M) and 7-layered (14M) structures, with tetragonal and orthorhombic unit cells, respectively [9]. The alloy was cast by induction melting from pure elements in an Ar atmosphere. The rod-shaped samples of about 1×1×15 mm in size were spark cut from an ingot, annealed for 900 s at 970 K and then air-cooled. This heat treatment corresponds to a high degree of long-range L<sub>21</sub> atomic order. The samples were characterized by the start reverse transformation temperature A<sub>s</sub> around 365 K and Curie temperature around 320 K.

Elastic, anelastic and magnetoelastic properties of the samples were studied in a wide temperature range (80–300 K) at a frequency of longitudinal oscillations around 100 kHz. The four-component oscillator consisted of two quartz transducers (drive and gauge ones), a sample, and an intermediate rod of low-damping non-magnetic Al–Mg alloy, which separated spatially the transducers from a pickup coil, placed around the stress anti-node in the middle part of the sample for measurements of stress-induced magnetization. The logarithmic decrement (internal friction) and stress-induced magnetization of the sample as well as the resonant frequency of the oscillator were simultaneously registered during thermal cycling at two values of oscillatory strain amplitude.

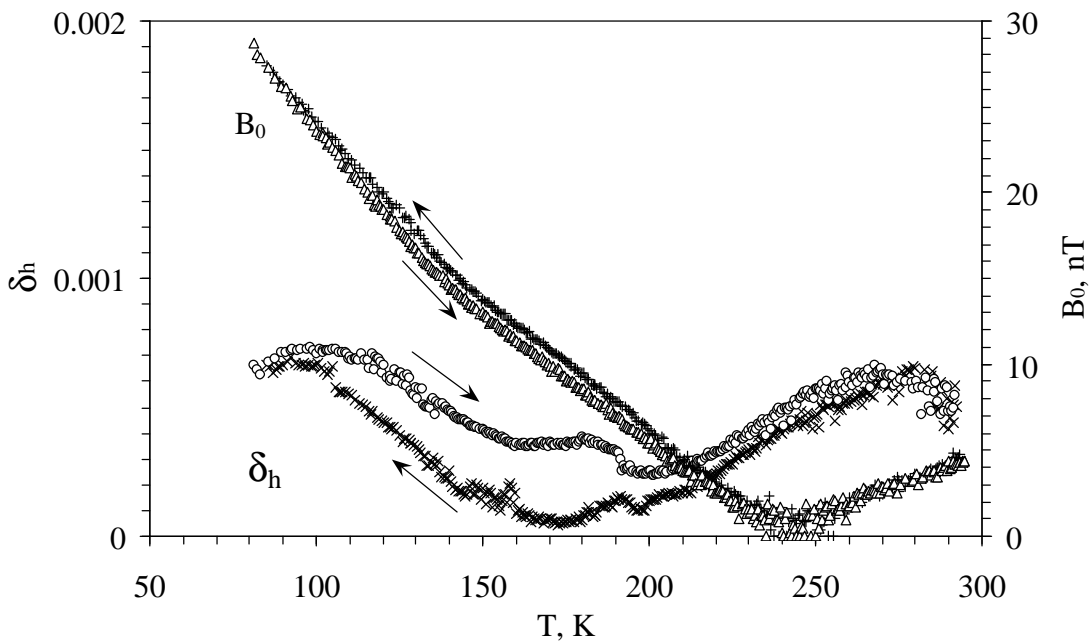
Figure 1 shows typical temperature dependence of the internal friction of a sample and resonant frequency of the oscillator registered in a cooling-heating cycle at a level of oscillatory strain amplitude corresponding to a linear (amplitude-independent) range. The amplitude-independent internal friction increases with temperature rise over the entire temperature range under study. Especially steep rise has been observed at temperatures of 180–240 K. Both the amplitude-independent internal friction and resonant frequency (effective Young's modulus) exhibit temperature hysteresis in a wide temperature range. Figure 2 depicts the amplitude-dependent part of the internal friction and stress-induced induction of the sample measured in the same thermal cycle as the spectra shown in fig.1 at a level of oscillatory strain amplitude corresponding to a non-linear amplitude range. The amplitude-dependent internal friction passes through a minimum in the temperature range of the especially steep rise of the amplitude-independent internal friction. The temperature dependence of stress-induced induction exhibits a change of slope at temperatures of about



140 K and a point, where the induction loses its sensitivity to oscillatory stress and the effect of stress inverts its sign (so-called differential Villari critical point [6]) at temperatures of about 240 K. The temperature spectra of the amplitude-dependent internal friction and stress-induced induction features temperature hysteresis, like those of the amplitude-independent internal friction and resonant frequency.



**Fig. 1.** Temperature spectra of the decrement  $d$  of sample and resonant frequency  $f$  of the oscillator registered at strain amplitude of  $10^{-7}$  in a cooling-heating cycle.



**Fig. 2.** Temperature spectra of the amplitude-dependent-part of the decrement  $d_h$  and magnitude  $B_0$  of the stress-induced induction of sample registered at strain amplitude of  $3 \times 10^{-6}$  in a cooling-heating cycle.

It has been concluded in [5,6] that the motion of elastic and magnetic domain boundaries is uncoupled in polycrystalline ferromagnetic shape memory alloys and magnetic domain boundaries play a minor role in their anelasticity, in contrast to single crystals of the same alloys. Therefore, the anelasticity of martensitic phases in polycrystalline ferromagnetic shape memory alloys can be associated with motion of elastic domain boundaries and internal defects of the elastic domains (twins), as in the case of nonmagnetic shape memory alloys.

Temperature hysteresis inherent in the temperature spectra of all registered quantities (figs.1 and 2) evidences for reversible structural modifications to occur during thermal cycling of the alloy under study. It is known that ferromagnetic shape memory alloys, particularly Ni–Fe–Ga and Ni–Fe–Ga–Co alloys, exhibit thermally-induced structural modifications such as intermartensite phase transitions [1,10] or modifications of magnetic domain structure [11]. As discussed in [6], change of sign of a magnetoelastic coupling constant can be behind these structural modifications.

In line with the above reasoning, the temperature spectrum of the amplitude-independent internal friction (fig.1) can be explained by variations of fractions of different martensitic structures (2M and 14M) and significant difference of their linear damping properties. In contrast to the linear internal friction, the levels of amplitude-dependent internal friction in the martensitic phases are comparable, as can be concluded from data of fig.2. One can conclude also that the thermally-induced structural modifications diminish the amplitude-dependent internal friction at temperatures about 150–200 K, probably, due to suppression of mobility of the elastic domain and twin boundaries. The peculiarities of the temperature dependence of the stress-induced induction (fig.2) can be associated with modifications of the magnetic domain structure, similar to those observed for a Ni–Fe–Ga alloy [11], as a result of variations of a magnetoelastic coupling constant [6].

Thus, the mechanomagnetic spectroscopy evidences for reversible thermally-induced modifications of martensitic and magnetic domain structures in Ni–Fe–Ga–Co alloy under study.

*Acknowledgements.* The work is supported by Russian Foundation for Basic Research through the grant No. 07-08-00722-a. The support of the Division of Physical Sciences of Russian Academy of Sciences through the research program “Coherent acoustic fields and signals” is also gratefully acknowledged.

## References

1. Zheng H., Xia M., Liu J., Huang Y., Li J., Acta Mater., 2005, V.53, p.5125.
2. Morito H., Oikawa K., Fujita A., Fukamichi K., Kainuma R., Ishida K., Takagi T., J. Magn. Magn. Mater., 2005, V.290-291, p.850.
3. Morito H., Fujita A., Oikawa K., Ishida K., Fukamichi K., Kainuma R., Appl. Phys. Lett., 2007, V.90, 062505.
4. Kustov S., Masdeu F., Cesari E., Appl. Phys. Lett., 2006, V.89, 061917.
5. Kustov S., Corró M., Cesari E., Appl. Phys. Lett., 2007, V.91, 141907.
6. Kustov S., Corró M.L., Cesari E., Mater. Sci. Eng. A, submitted for publication.
7. Robinson W.H., Edgar A., IEEE Trans. Sonics Ultrasonics, 1974, V.SU-21, p.98.
8. Kustov S., Golyandin S., Ichino A., Gremaud G., Mater. Sci. Eng. A, 2006, V.442, p.532.
9. Picornell C., Pons J., Cesari E., Dutkiewicz J., Intermetallics, 2008, V.16, p.751.
10. Hamilton R.F., Sehitoglu H., Efstathiou C., Maier H.J., Acta Mater., 2007, V.55, p.4867.
11. Murakami Y., Shindo D., Oikawa K., Kainuma R., Ishida K., Appl. Phys. Lett., 2003, V.82, No.21, p.3695.

# РОЛЬ МАРТЕНСИТНЫХ И СУБСТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В ФОРМИРОВАНИИ ПРОЧНЫХ СВОЙСТВ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ WC – ЖЕЛЕЗОМАНГАНЦОВИСТАЯ СТАЛЬ

Гнюсов С. Ф., Севостьянова И. Н.

*Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия*

[sevir@ispms.tsc.ru](mailto:sevir@ispms.tsc.ru)

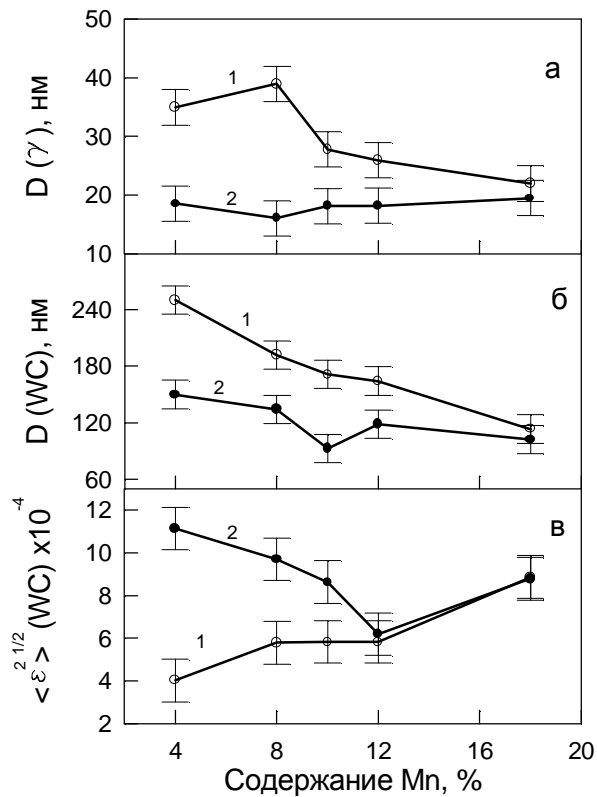
Карбид вольфрамовые твердые сплавы продолжают оставаться лучшим композиционным материалом благодаря высоким значениям физико-механических характеристик: твердости, прочности, модуля упругости, сопротивления износу. Однако несмотря на высокий комплекс свойств, традиционные WC–Co сплавы, широко используемые в промышленности, в некоторых случаях не удовлетворяют предъявляемым требованиям, вследствие хрупкого разрушения, обусловленного низкими значениями ударной вязкости ( $a_n = 0.2–0.6$  кгс/см<sup>2</sup>) и предельной деформации до разрушения ( $\epsilon_{ост} = 1–3$  %) [1–2].

Для повышения эксплуатационных характеристик материалов, используемых в промышленности, большое внимание уделяется разработке и исследованию композитов с ультрадисперсной структурой. Основное внимание при конструировании композита уделяется связующей фазе, которая, находясь в стесненных условиях межкарбидных прослоек, была бы способна к переходу в мелкокристаллическое состояние, за счет фазовых и субструктурных превращений, и влияла на повышение предельной пластической деформации до разрушения, сохраняя при этом высокие прочностные свойства материала.

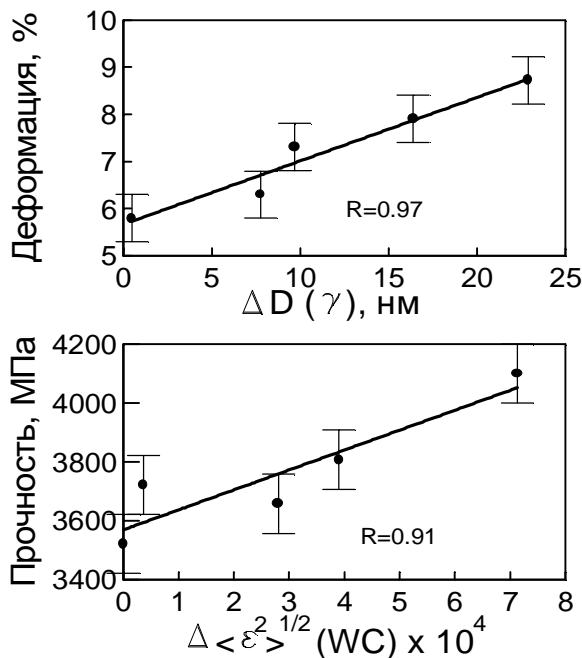
В работе разработаны и исследованы твердые сплавы WC–(Fe–Mn–C) с содержанием 80 вес.% карбидной фазы, предел прочности при сжатии которых на 10% выше ВК-сплавов, а остаточная деформация достигает 6–7 % [3]. Композиты были получены методом пропитки карбидвольфрамовых каркасов в вакууме. Содержание марганца в связующей фазе менялось от 4 ( $\alpha+\gamma$ ) до 18 вес.% ( $\gamma+\epsilon$ ), а содержание углерода составляло 0,8 вес. %.

Методами рентгеноструктурного анализа и просвечивающей электронной микроскопии исследовано изменение параметров тонкой кристаллической структуры твердых сплавов на основе карбида вольфрама в исходном и деформированном состояниях в зависимости от химического состава матрицы. Определены параметры решетки, размеры областей когерентного рассеяния, микроискажения кристаллической решетки, плотность дислокаций структурных составляющих твердых сплавов до и после деформации.

Рентгенофазовые исследования показали, что фазовый состав композитов меняется в зависимости от содержания марганца в стальной связке. В сплаве с 4% марганца, наряду с аустенитом с ГЦК кристаллической решеткой присутствует  $\alpha$ - мартенсит пластинчатого типа, количество которого в связке по данным рентгеноструктурного и металлографического исследования составляет  $30\pm 5$  %. В сплавах содержащих марганца выше 8%  $\alpha$ - фаза не образуется, а дальнейшее повышение содержания марганца приводит к появлению в составе связки  $\epsilon$ -фазы с ГПУ кристаллической решеткой, количество которой увеличивается по мере легирования от 5 (в сплаве с 10% марганца) до 15% (в сплаве с 18% марганца в связующей фазе). В процессе нагружения твердого сплава, содержащего 4% марганца в связке, после достижения уровня напряжений 2500–2700 МПа происходит увеличение объемного содержания  $\alpha$ - мартенсита за счет  $\gamma \rightarrow \alpha$ - превращения. Прирост мартенсита деформации к моменту разрушения композиционного материала составил 10 %.



**Рис. 1.** Изменение микроструктурных параметров в твердых сплавах карбид вольфрама-структурно неустойчивая матрица до (1) и после деформации (2).



**Рис. 2.** Изменение размера ОКР в аустените от предельной деформации до разрушения (а), и изменение микронапряжений в кристаллической решетке WC от предела прочности при сжатии (б).

На рис. 1 представлено изменение размеров областей когерентного рассеяния (размеров ОКР) в аустените (а) и карбиде вольфрама (б), а так же изменение микроискажений в кристаллической решетке карбида вольфрама (в) в сплавах с разным содержанием марганца в исходном состоянии (кривая 1) и после деформации (кривая 2). Размеры областей когерентного рассеяния ( $D$ ) в аустените и карбиде вольфрама сильно меняются в зависимости от состава матрицы: чем меньше содержание марганца в связке, тем выше размеры ОКР в матрице и упрочнителе (кривые 1). Деформация приводит к уменьшению  $D$  во всех исследуемых составах (кривые 2). Однако, чем меньше марганца в связке, тем сильнее изменяются размеры ОКР в аустените и карбиде вольфрама, так, что после деформации они практически не зависят от элементного состава матрицы.

Микроискажения кристаллической решетки карбида вольфрама ( $\langle \epsilon^2 \rangle^{1/2}$ ) растут при увеличении содержания марганца в связке (рис.1, кривая 1). После деформации наблюдается увеличение  $\langle \epsilon^2 \rangle^{1/2}$ , при этом, чем меньше марганца в связке, тем больше растут значения микроискажений в карбиде вольфрама (кривая 2), и тем на большую величину изменяются параметры тонкой кристаллической структуры в матрице и карбидной фазе.

Можно предположить, что изменение  $D_g$ ,  $D_{WC}$ , и  $\langle \epsilon^2 \rangle^{1/2}$  до и после деформации определяют способность структурных составляющих твердого сплава к пластической деформации за счет накопления разного рода дефектов кристаллического строения. Такие изменения  $D$  и  $\langle \epsilon^2 \rangle^{1/2}$  могут быть связаны с механическими характеристиками, например прочностью и пластичностью.

Действительно, построенные зависимости между изменением размера ОКР в аустените от предельной деформации до разрушения, и изменением микронапряжений в решетке WC от предела прочности при сжатии, пред-

ставленные на рис. 2, хорошо описываются линейными функциями с высоким коэффициентом корреляции.

Поэтому можно сделать заключение, что механические свойства всего композита определяются величинами изменения определенных параметров внутренней структуры компонентов при деформации, а именно, пластичность сплава - величиной изменения размера областей когерентного рассеяния в матрице, а его прочность - величиной изменения микроискажений кристаллической решетки упрочнителя.

По мере увеличения содержания марганца плотность дислокаций в аустените ( $r_g$ ) изменяется от  $2,5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , в сплавах с 4 % марганца в связке, до  $6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , в сплавах с 18 % марганца в связке. После деформации происходит увеличение плотности дислокаций во всех исследованных составах до  $r_g = (8-10) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Плотность дислокаций в карбиде вольфрама  $r_{WC}$  также увеличивается с ростом содержания марганца в связке от  $0,5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$  до  $2,3 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , а после деформации  $r_{WC}$  возрастает до  $4,5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Полученные значения плотности дислокаций в связке и в карбиде вольфрама, рассчитанные с помощью данных РСА хорошо согласуются с данными электронно-микроскопического исследования.

Электронно-микроскопическое исследование композита WC-80Г4 после глубокой пластической деформации показали, что в связующей фазе формируется ультрадисперсная структура. На электронограммах, принадлежащих связующей фазе, наблюдается азимутальное размытие рефлексов до  $10-14^\circ$ , свидетельствующее о сильной разориентации субзерен аустенита. В зернах карбида вольфрама при деформации происходит формирование развитой дислокационной структуры образование полос скольжения, при этом наблюдаются ориентированные по отношению к матрице дислокации и микротрещины, свидетельствующие о совместной деформации матрицы и упрочнителя.

#### Список литературы

1. Креймер Г.С. Прочность твёрдых сплавов. - М.: Металлургия. - 1971. - 248 с.
2. Exher H.E. Physical and chemical nature of cemented carbides // International metals Reviews. 1979. - №4. - p. 149 - 173.
3. Севостьянова И. Н., Гнусов С.Ф., Гармс А.П., Кульков С.Н. // Перспективные материалы, - 1998. - № 4. с. 37-41.

### ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ НА ПРОЧНОСТНЫЕ И ТРИБОТЕХНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КЕРАМИЧЕСКИХ И МЕТАЛЛОКЕРАМИЧЕСКИХ КОМПОЗИТОВ

Кульков С. Н., Савченко Н. Л., Гнусов С. Ф.

*Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия*

[kulkov@ispms.tsc.ru](mailto:kulkov@ispms.tsc.ru)

Развитие промышленности требует создания новых износостойких материалов, способных работать в условиях максимально широкого диапазона скоростей и нагрузок. В настоящей работе изучены процессы износа керамики на основе диоксида циркония и металлокерамического композита на основе карбида вольфрама при высокоскоростном скольжении по стали без смазывающих добавок. Испытания проводились по схеме палец-диск до скоростей скольжения 47 м/с. Показано, что в процессе испытаний на износ на поверхности керамического и металлокерамического

материалов возникают трибослои сложного состава, которые являются причиной немонотонного изменения процессов износа и трения. На первой стадии при увеличении скорости скольжение имеет место смена типа износа от нормального до катастрофического с высокой величиной интенсивности изнашивания. На второй стадии для металломатричного композита имеет место установившийся износ, а для керамического материала величина интенсивности изнашивания уменьшается практически до начальных величин, характерных для малых скоростей скольжения (0.1 м/с). В этой области скоростей имеет место практически “безизносное” трение керамики. Уменьшение интенсивности изнашивания керамики при скоростях скольжения выше 6 м/с обусловлено уменьшением уровня контактных напряжений, вследствие формирования слоя переноса и его перехода из вязкого в квазижидкое состояние, чему также способствует высокая температура в трибоконтакте. Формирующаяся квазижидкая пленка равномерно покрывает поверхность трения керамики и выступает в роли «мягкого» покрытия, которое, увеличивая фактическую площадь контакта образца с контртелом, способствует понижению уровня контактных напряжений на поверхности. При этом, когда квазижидкая “мягкая” плёнка покрывает поверхность керамики, коэффициент трения минимальный и приближается к значениям, характерным для трения с граничной смазкой.

Структурнофазовое состояние связующей фазы металломатричного композита играет разную роль в зависимости от скорости скольжения. В области малых скоростях (до 4 м/с) мартенситный  $\gamma \rightarrow \alpha$  переход способствует сохранению высокой износостойкости композита без видимых следов деформации и разрушения. В диапазоне скоростей 20-30 м/с процессы плавления связки и экструзии её в зону трибоконтакта способствуют понижению значений коэффициента трения до 0.05 и резкому росту интенсивности изнашивания.

*Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ 06-03-96929-р\_офи.*

## **ПРОЧНОСТНЫЕ И ТРИБОТЕХНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИТОВ $ZrO_2-Y_2O_3$ И $ZrO_2-Y_2O_3-Al_2O_3$ , ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ “СПЕКАНИЕ-КОВКА”**

**Савченко Н. Л., Мельников А. Г., Саблина Т. Ю., Кульков С. Н.**

*Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия*  
[savnick@ispms.tsc.ru](mailto:savnick@ispms.tsc.ru)

В последнее время научный и практический интерес вызывают материалы  $ZrO_2-Y_2O_3$  и  $ZrO_2-Y_2O_3-Al_2O_3$  с субмикронной структурой, получаемые при быстрой закалке расплавов или путём спекания сферических микропорошков со сложной внутренней структурой частиц, полученных быстрой закалкой (со скоростью охлаждения  $>10^3$  К/с) [1]. Материалы с подобной структурой обладают повышенной вязкостью разрушения, в частности, композиты  $ZrO_2-Y_2O_3-Al_2O_3$ , полученные путём спекания быстрозакалённых порошков обладают вязкостью до  $10 \text{ МПа} \times \text{м}^{1/2}$ . С точки зрения получения сильнонеравновесных порошков разной морфологии, хорошо зарекомендовал себя метод денитрации растворов солей в плазме ВЧ разряда [2]. Перспективным методом получения керамических композитов, является метод “спекание-ковка”, который предполагает спекание образца под давлением со свободными боковыми поверхностями. Присущий этому методу эффект быстрого уплотнения (в

сравнении со свободным спеканием) при минимальной температуре часто используется для получения плотной мелкозернистой керамики.

Целью настоящей работы являлось изучение структуры, прочностных и триботехнических свойств керамических композитов  $ZrO_2-Y_2O_3$  и  $ZrO_2-Y_2O_3-Al_2O_3$ , изготовленных методом “спекание–ковка” из сильнонеравновесных порошков.

Для приготовления образцов использовали порошки составов  $ZrO_2$  (3 мол. %  $Y_2O_3$ ) и 20 вес. %  $ZrO_2$  (3 мол. %  $Y_2O_3$ ) + 80 вес. %  $Al_2O_3$ , полученных методом методом разложения водных растворов солей Zr, Y, Al солей в плазме ВЧ разряда. По данным просвечивающей и сканирующей электронной микроскопии частицы исходного порошка имели вид наполненных и полых поликристаллических сфер микронного размера, с размером кристаллитов порядка 20 нм.

После “полусухого” прессования при давлении 200 МПа образцы деформировались при температуре 1350 °С неосевым сжатием при постоянных истинных напряжениях 100 МПа.

В структуре спеченных композитов  $ZrO_2-Y_2O_3-Al_2O_3$  наряду с частицами субмикронного размера порядка 0.1-0.3 мкм, присутствовали круглые образования – агломераты, соизмеримые со сферами, наблюдаемыми в исходной смеси. Внутренняя структура этих сфер дисперсная, размер включений составляет около 50–100 нанометров.

В результате спекания удалось получить композиты  $ZrO_2-Y_2O_3$  и  $ZrO_2-Y_2O_3-Al_2O_3$  с плотностью 94–96 % от теоретической, пределом прочности на изгиб порядка 600 МПа, твердостью  $HV = 12,6$  ГПа и вязкостью разрушения ( $K_{Ic}=15-17$  МПа $\times$ м<sup>1/2</sup>). В работе отмечается высокое значение вязкости разрушения полученного в работе композита  $ZrO_2-Y_2O_3-Al_2O_3$ , не свойственное композитам подобных составов (по литературным данным обычно это значение не превышает величины 10–12 МПа $\times$ м<sup>1/2</sup>). Наличие в таком материале областей с сильно различающимися по составу эвтектическими структурами, распределёнными по всему объёму композита в виде микронных сферических включений, обусловило действие дополнительных (кроме трансформационного) механизмов упрочнения.

Изучены процессы износа полученной керамики  $ZrO_2-Y_2O_3$  и  $ZrO_2-Y_2O_3-Al_2O_3$  при скольжении по стали без смазывающих добавок в широком диапазоне скоростей (от 1 до 47 м/с). Показано, что в процессе испытаний на износ на поверхности керамических материалов возникают трибослои сложного состава, которые являются причиной немонотонного изменения процессов износа и трения. Обсуждаются основные особенности триботехнического поведения полученных композитов обусловленные их малым размером зерна.

*Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований (проект 06-03-96929-р\_офи)*

## Список литературы

1. Honemy J., Nick J.J. “Microstructure-property relations of alumina-zirconia eutectic ceramics”. // Materials Science and Engineering. 1990. A127. pp.123-133.
2. Messing L., Zhang S-C., Jayanthi G.V. "Ceramic Powder Synthesis by Spray Pyrolysis," // J. Am. Ceram. Soc.1993. Vol.76. No 11. pp.2707-2726.

## МЕТОД ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ В ОЦЕНКЕ ДЕГРАДАЦИИ И ПОВРЕЖДЕННОСТИ УГЛЕРОДИСТЫХ СПЛАВОВ

Чуканов А. Н., Левин Д. М.

*Тульский государственный университет, г. Тула, Россия,  
[chukan@uic.tula.ru](mailto:chukan@uic.tula.ru)*

Предлагается использовать метод измерения зависимостей внутреннего трения (ВТ) для оценки состояния (и, прежде всего, уровня поврежденности) материала промышленных объектов.

По своей экспрессности метод сопоставим с методом АЭ. Однако, по объёму и ценности (обоснованности) получаемой информации имеет несомненные преимущества. Предлагаемый метод основан на анализе и представлении в виде регрессионных моделей термоактивационных параметров комплекса фиксируемых диссипативных процессов совместно с микро- и макроскопическими характеристиками физико-механических свойств материала. Подавляющее большинство указанных диссипативных процессов известны и их механизмы считаются установленными [1]. Релаксационные процессы, приводящие к рассеянию механической энергии, отражают диффузионные процессы, а также дислокационно-примесное и междислокационное взаимодействия. Модели механизмов некоторых из этих процессов разработаны авторами [2].

Метод оценки состояния материала на базе спектров ВТ апробирован на широкой гамме опытных и промышленных сплавов (система железо-углерод). Успешно оценено состояние элементов промышленных конструкций [3]. Объекты подвергались статическому и циклическому нагружению, воздействию водородосодержащих коррозионных сред, прямому электролитическому наводороживанию (для экспрессной имитации эксплуатационных условий). Метод позволяет идентифицировать большую часть релаксационных процессов, сопровождающих развитие деградации и деструкции материала промышленных объектов [4], а также в гетерогенных материалах, моделирующих среды с дефектами поврежденности [5].

Предложенные авторами релаксационные критерии перехода материала в локальное предельное состояние (в зонах концентрации напряжений) позволяют выявлять и контролировать потенциально опасные условия (длительность, величину нагрузки, содержание, место, форму нахождения примесей: водорода, азота, углерода и т.п.) эксплуатации деталей и конструкций.

### Список литературы

1. Метод внутреннего трения в металловедческих исследованиях: Справочник/Под ред. М.С. Блантера, Ю.В. Пигузова. М.: Металлургия. - 1991. 248 с.
2. Левин Д.М., Чуканов А.Н. Влияние локализованных напряжений, создаваемых структурными дефектами, на динамику дислокационных скоплений//Известия РАН. Серия физическая.-2005.-Т.69 -. № 8 .- С. 1201 – 1205.
3. Левин Д.М., Чуканов А.Н. Прогнозирование разрушения промышленных сталей на основе релаксационных критериев локального предельного состояния// Физика прочности и пластичности материалов: Труды XVI Межд. конф. (Самара, 26–29 июня 2006 г.). Том I. Самара: Самар. гос. техн. ун-т.- 2006.-С. 186-190.
4. Чуканов А.Н., Левин Д.М. Описание локального предельного состояния металлов на основе параметров неупругих эффектов//Deformation & Fracture of Materials - DFM2006/Book of articles – Moscow: Interkontakt Nauka, 2006, P. 747-750.



5. Чуканов А.Н., Левин Д.М. Оценка состояния гетерогенных сплавов Fe-C методом измерения внутреннего трения//XVII Петербургские Чтения по проблемам прочности. Сборник материалов, (10-12 апреля 2007 г), Санкт-Петербург, Ч.1.- СПб., 2007.- С.157-159.

УДК 539.67

## РОЛЬ ВОДОРОДА В ДЕГРАДАЦИИ И ДЕСТРУКЦИИ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ Fe–C

**Чуканова А. А.**

*Тульский государственный университет, г. Тула, Россия,  
[chukan@uic.tula.ru](mailto:chukan@uic.tula.ru)*

Методом внутреннего трения (ВТ) изучали роль водорода в коррозионной повреждаемости углеродистых сталей марок 20 и Ст3. Образцы подвергали электролитическому катодному насыщению водородом (наводороживанию) различной длительности в растворах серной кислоты с роданистым аммонием и тиомочевой. Плотность тока варьировали от 60 до 165 А/м<sup>2</sup>. Основу исследований составлял анализ температурного спектра ВТ в интервале -120 до 220 °С.

В качестве основных неупругих эффектов, подвергавшихся анализу, использовали водородный максимум Снука – Кестера, деструкционный максимум, максимум Снука, азотно-углеродный максимум Снука-Кэ-Кёстера.

Анализ изменения термоактивационных параметров указанных релаксационных процессов показал, что наводороживание сталей в течении 10...15 часов ( $j = 150 \text{ А/м}^2$ ) характеризуется интенсивным проникновением атомарного водорода в металл, повышением как плотности дислокаций, так и повышением количества дефектов поврежденности. Наводороживание длительностью более 10...15 часов характеризуется помимо насыщения металла водородом ещё и увеличением роста средних длин микротрещин. Для образцов стали Ст3 подобный перелом наступает раньше, чем для стали 20 (после 10 часов).

Развитие поврежденности с увеличением времени наводороживания фиксировали параллельно изменению параметров деструкционного максимума, фона ВТ, металлографическим наблюдением коррозионных трещин, рентгенографической фиксацией роста степени несовершенства суб- и микроструктуры.

Увеличение длительности наводороживания более 10..15 часов характеризуется меньшей скоростью зарождения трещин и увеличением скорости роста самих трещин. Наводороживание длительностью свыше 10...15 часов отражает насыщение образцов молизованным водородом. Концентрация водорода в образце зависит от количества микродефектов (коллекторов), которые он заполняет. Отмечена возможность химического взаимодействия водорода с атомами углерода с образованием углеводородов.

### Список литературы

1. Чуканов А.Н., Чуканова А.А. // Физика прочности и пластичности материалов: Тр. XVI Межд. конф. (Самара, 26–29 июня 2006 г.). Том II. Самара: Самар. гос. техн. ун-т, 2006. – С. 158-162.
2. Чуканов А.Н., Чуканова А.А., Пуханова И.В. // Deformation & Fracture of Materials - DFM2006/Book of articles – Moscow: Interkontakt Nauka, 2006, P. 82-84.

# СТЕПЕННАЯ СТАТИСТИКА ДИСЛОКАЦИОННЫХ ЛАВИН В СПЛАВАХ Al-Mg И ЗАКОН ОМОРИ ДЛЯ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

Шибков А. А., Михлик Д. В., Золотов А. Е., Желтов М. А.

Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина, Тамбов, Россия  
[shibkov@tsu.tmb.ru](mailto:shibkov@tsu.tmb.ru)

Фундаментальной проблемой современного физического материаловедения является исследование процессов самоорганизации и спонтанного формирования структур в неравновесных нелинейных системах. Одним из признаков самоорганизации системы является наличие степенных законов распределения амплитуд и времен релаксации событий, связанных с формированием неравновесной структуры. Классическим примером самоорганизующихся процессов являются землетрясения: магнитуды сейсмических толчков при землетрясении распределены по степенному закону (закон Гутенберга-Рихтера), а распределение времен между мелкими землетрясениями и крупным также подчиняются степенной зависимости (закон Омори) [1, 2]. Подобные степенные зависимости наблюдались также на кривых нагружения ряда металлов и сплавов при низкотемпературной деформации и в условиях проявления эффекта Портевена-Ле Шателье, т.е. в ходе скачкообразной деформации при деформировании металла с постоянной скоростью в жесткой испытательной машине [3, 4]. Подобные исследования при деформировании материалов в мягкой испытательной машине ранее не проводились.

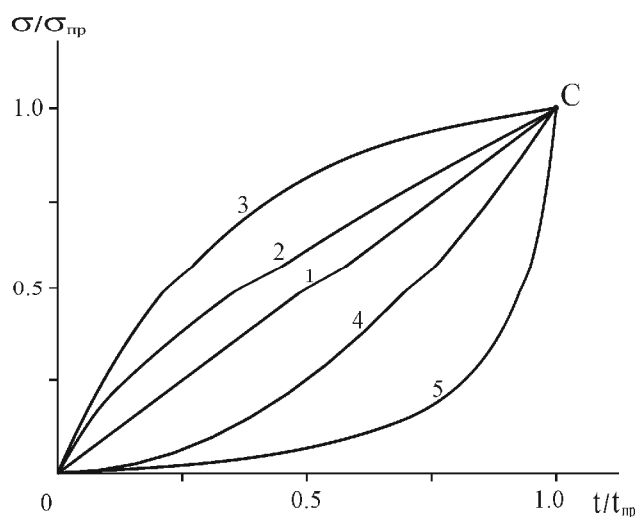


Рис. 1. Законы нагружения:

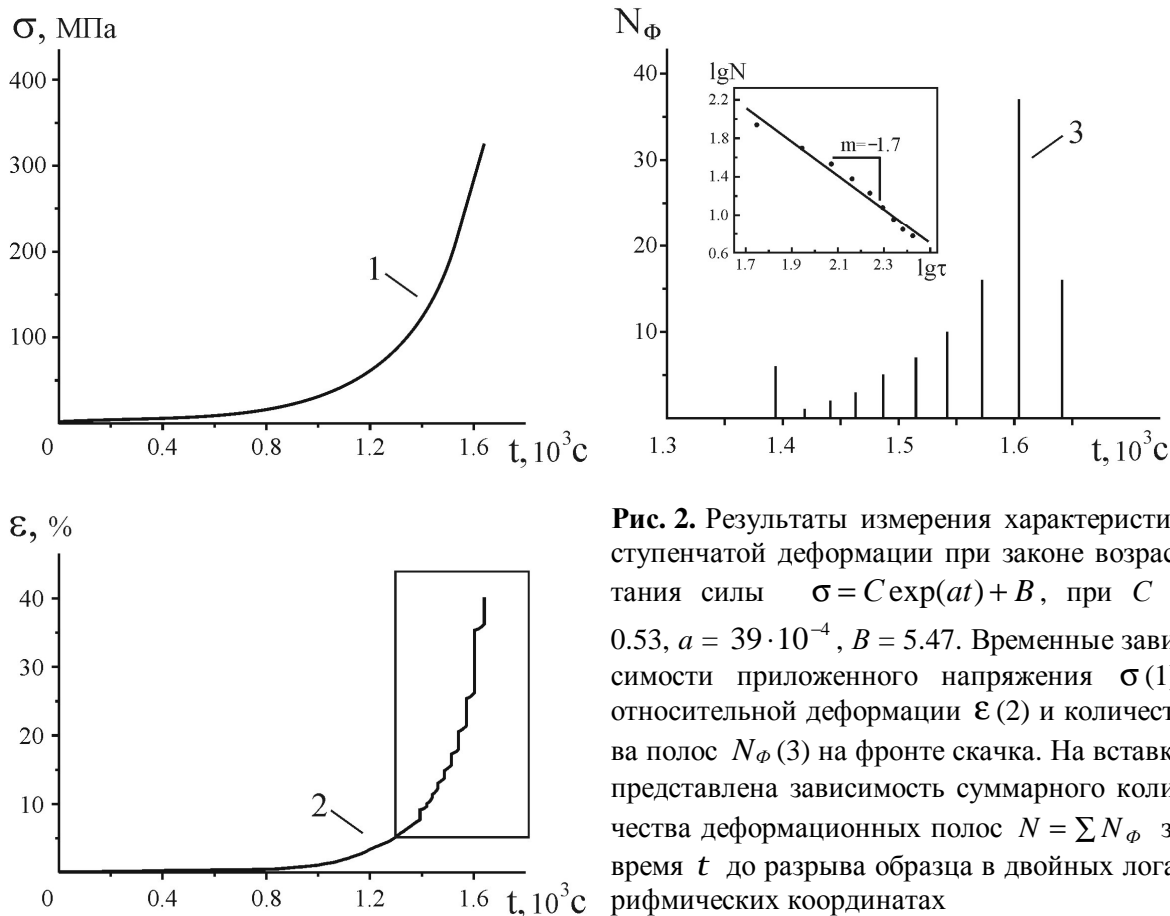
$$\begin{aligned} s_1(t) &= s_0 t, \\ s_2(t) &= A_1 t^{n_1}, \quad n_1 < 1, \\ s_3(t) &= s_0 [1 - \exp(-bt)], \\ s_4(t) &= A_2 t^{n_2}, \quad n_2 > 1, \\ s_5(t) &= C \exp(at) + B \end{aligned}$$

Цель работы состояла в исследовании степенных зависимостей времен релаксации неустойчивой деформации металла, деформируемого в мягкой испытательной машине. Распространение полосы деформации – «элементарного» проявления неустойчивой деформации на поверхности металла – рассматривалось как «мелкое землетрясение», предшествующее разрыву образца («крупному землетрясению»).

Основная задача работы формулировалась в терминах обратной задачи динамики – найти закон изменения силы, действующей на материал, при котором временные интервалы между появлением распространяющихся полос деформации и разрывом («катастрофой») подчиняются степенному закону, аналогичному закону Омори для землетрясений. В качестве материала исследования выбран алюминий-магниевый сплав АМг3, проявляющий прерывистое пластическое течение.

Образцы отожженного сплава АМг3 подвергали одноосному растяжению в мягкой деформационной машине. Кривую растяжения измеряли индикатором сме-

щения ID-C125B фирмы Mitutoyo с точностью  $\sim 1$  мкм и временным разрешением 0.1 с. Полосы деформации регистрировали с помощью цифровой высокоскоростной видеокамеры VS-FAST/G6 со скоростью 500 кадр/с.



**Рис. 2.** Результаты измерения характеристик ступенчатой деформации при законе возрастания силы  $\sigma = C \exp(at) + B$ , при  $C = 0.53$ ,  $a = 39 \cdot 10^{-4}$ ,  $B = 5.47$ . Временные зависимости приложенного напряжения  $\sigma$  (1), относительной деформации  $\epsilon$  (2) и количества полос  $N_\phi$  (3) на фронте скачка. На вставке представлена зависимость суммарного количества деформационных полос  $N = \sum N_\phi$  за время  $t$  до разрыва образца в двойных логарифмических координатах

С целью поиска и исследования условий проявления степенной статистики полос деформации эмпирически подбирался закон возрастания силы  $s(t)$ , дающий степенную статистику полос. В качестве рабочих гипотез выбирались линейный, степенные и экспоненциальные законы роста силы (рис. 1). Степенная статистика полос, аналогичная закону Омори для землетрясений, как установлено, наблюдается только при экспоненциальном законе (5):  $s(t) = C \exp(at) + B$  (Рис. 1, 2).

Появление степенной статистики выражается в том, что зависимость суммарного количества полос  $N = \sum N_\phi$  от времени до разрушения  $t = t_p - t$  в двойных логарифмических координатах представляет линейную функцию с коэффициентом наклона  $m = -1.7$ . Это означает, что величины  $N$  и  $t$  связаны степенным законом  $N \sim t^{-1.7}$  с показателем степени, порядка единицы, что формально совпадает с законом Омори для времен релаксации между мелкими землетрясениями – предвестниками крупного (катастрофического) землетрясения.

Таким образом, статистика полос деформации в сплаве АМгЗ в условиях одноосного нагружения в мягкой деформационной машине имеет вид закона, аналогичного закону Омори для землетрясений – предвестников крупного землетрясения, если приложенное напряжение растет по экспоненциальному закону  $s(t) = C \exp(at) + B$ . Можно предположить поэтому, что и в случае реального катастрофического землетрясения давление в земной коре растет также по экспоненци-

альному закону  $p \sim e^{at}$ , что вызывает степенную зависимость числа малых землетрясений перед катастрофой в виде закона Омори:  $N \sim t^{-1}$ .

### Список литературы

1. В. Gutenberg, C.F. Richter. // Ann. di Geophysica. 1956. V.9. P.1.
2. Jensen H.J. Self-Organized Criticality. Cambridge Univ. Press. Cambridge. 1998. 153 p.
3. Бобров В.С., Зайцев С.И., Лебедин М.А. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 10. С. 3060.
4. Lebyodkin M.A., Fressengeas C., Anantakrishna G., Kubin L.P. // Mat. Sci. and Engineering. A. 2001. V. 319-321. P. 170.

## ДИНАМИКА И СТАТИСТИКА СКАЧКООБРАЗНЫХ ПРОЦЕССОВ СТРУКТУРНОЙ РЕЛАКСАЦИИ ВО ЛЬДЕ

Шибков А. А., Желтов М. А., Кольцов Р. Ю., Аверков В. А.

*Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина, Тамбов, Россия*  
[shibkov@tsu.tmb.ru](mailto:shibkov@tsu.tmb.ru)

В работах [1, 2] показано, что измерение сигнала электромагнитной эмиссии (ЭМЭ) представляет собой отображение на одну степень свободы процесса формирования структуры мезодефектов деформируемого кристалла льда. Такое отображение дает возможность на базе полученной идентификации сигналов ЭМЭ непосредственно в ходе деформирования контролировать эволюцию популяций дефектов определенного вида: полос скольжения, консервативных скоплений дислокаций, микро- и макротрещин. В настоящей работе с помощью метода ЭМЭ исследовались статистические закономерности коллективных процессов структурной релаксации в поликристаллическом льде с участием большого количества дислокационных лавин и трещин.

Наиболее важный результат работы состоит в обнаруженном статистически подобном поведении различных процессов структурной релаксации поликристаллического льда: множественного скольжения и докритического разрушения. Оно заключается в том, что в ходе нагружения с постоянной скоростью  $\dot{\epsilon}_0 = \text{const}$  состояние поликристалла приближается к состоянию самоорганизующейся критичности (СОК). Последнее характеризуется, как известно, следующим основными свойствами [3]: 1) неравновесность и гетерогенность системы; 2) наличие большого количества метастабильных состояний; 3) нелинейность, выраженная в пороговой динамике структурно-кинетических элементов системы; 4) пространственно-временное самоподобие морфогенеза системы, выражаемое во фрактальной пространственной структуре и фликкер-шумовой структуре частотного спектра, отражающего дискретный характер процессов переноса; 5) для систем с СОК глобальная динамика определяется дальнедействующими корреляциями между большим числом локальных объектов – неравновесных носителей переноса; 6) системы с СОК управляются с низкой скоростью роста внешней силы, значительно меньшей, чем скорости внутренних релаксационных процессов.

Легко видеть, что исследуемые процессы структурной релаксации в деформируемом поликристаллическом льде обладают перечисленными выше свойствами. Отметим здесь, что система в состоянии термодинамического равновесия излучает лишь тепловое излучение. Обнаруженная дискретная ЭМЭ в полосе частот  $10\text{--}10^5$  Гц является свидетельством неравновесности системы и характеризует динамику его структурной релаксации, а наличие СОК в электромагнитном сигнале характеризует,

кроме того, и определенную степень гетерогенности системы, так как без гетерогенности СОК невозможна [4]. Поликристаллический лед обладает биографической гетерогенностью, которая эволюционирует в ходе деформирования за счет фрагментации зерен (образование дислокационных скоплений, стенок и малоугловых границ в результате частичной полигонизации при предплавильных температурах, образование микротрещин в головах заторможенных скоплений и т.д.) Кроме того, динамика мезодефектов структуры имеет пороговый характер: активация типичных для льда дислокационных источников Франка-Рида, дислокационный прорыв и зарождение микротрещин запускается напряжением выше локальных пороговых напряжений. Характерные времена развития дислокационных лавин, определяемые длительностью переднего фронта сигнала ЭМЭ I типа,  $t_{frI} \sim 10^{-3} - 10^{-1}$  с, и времена распространения трещин, определяемые длительностью переднего фронта сигнала ЭМЭ II типа,  $t_{frII} \sim 10^{-5} - 10^{-3}$  с (см. рис. 3 в работе [1]), значительно меньше времени возрастания внешней силы в экспериментах по сжатию льда  $\sim 10^3 - 3 \times 10^3$  с [1]. Таким образом, поликристаллический лед, деформируемый при сравнительно низких скоростях роста напряжения ( $\dot{\sigma}_0 = 5$  кПа/с), представляет медленно управляемую, лимитированную пороговым взаимодействием систему, в которой согласно [3], следует ожидать тенденцию к СОК. Поэтому статистическое поведение множественных процессов скольжения и разрушения носит подобный характер, аналогичный динамике землетрясений [5].

Отметим, что связь между дислокационной динамикой и СОК установлена в сплавах Al–5% Mg [6, 7] и Cu–10% Al [8], деформируемых в условиях проявления эффекта Портевена-Ле Шателье, а также при ползучести монокристаллов льда [9, 10] на основе обнаруженной степенной статистики амплитуд импульсов акустической эмиссии (АЭ). Для объяснения СОК в дислокационной динамике деформируемого льда в [10] разработана модель, которая в отличие от механизма динамического деформационного старения, обычно используемого для объяснения эффекта Портевена-Ле Шателье, рассматривает только дислокационную подсистему кристалла без участия примесных атомов. Численное моделирование показывает, что в ходе эволюции первоначально хаотически распределенных базисных дислокаций возникают различные дислокационные субструктуры (стенки и ячейки), создающие пространственную структуру сил закрепления дислокаций. Процессы рождения и аннигиляции дислокаций, запускаемые спонтанным откреплением дислокаций, позволяют системе перескакивать между состояниями с «медленной» динамикой через всплеск активности – развитие дислокационной лавины. Модель дает степенное распределение скоростей дислокации и энергии импульсов АЭ в интервале, перекрывающем несколько порядков, что свидетельствует многомасштабной дискретной динамике дислокационного ансамбля, характерной для СОК [10].

Результаты настоящей работы качественно подтверждают выводы исследований акустического отклика деформируемых кристаллов льда [9, 10] о наличии быстрой дислокационной динамики и степенной статистики амплитуд скачков пластической деформации. Отличие состоит в более корректном разделении сигналов на дислокационные и «деструктивные» (т.е. связанные с разрушением), а также в более определенном представлении о событиях «быстрой» динамики (основанные на анализе форм сигналов ЭМЭ), как о скачках деформации, вызванных эволюцией квазиплоских скоплений подвижных дислокаций – полос скольжений и консервативных скоплений дислокаций [2].

Сигнал дислокационной электромагнитной эмиссии со степенным законом распределения амплитуд импульсов ЭМЭ I типа отображает, таким образом, формирование гетерогенной (фрактальной) структуры дислокационных скоплений разного масштаба на поздних стадиях деформирования, при  $\varepsilon > 6\%$ . Эволюция такой много-

масштабной гетерогенной структуры скоплений дислокаций создает условия для массового зарождения трещин различного масштаба в головах скоплений, заблокированных границами зерен или субзерен.

Состояние СОК характеризуется тем, что отдельное событие (зарождение микротрещины) способно спровоцировать каскад событий различного масштаба в макроскопической части системы. Причина статистического подобия различных процессов структурной релаксации в деформируемом поликристаллическом льде (множественного скольжения и докритического разрушения) состоит в том, что за счет дислокационных механизмов трещинообразования популяция дислокационных скоплений со степенным распределением амплитуд лавин создает популяцию микро- и мезотрещин со степенным распределением их размеров. Поэтому электромагнитный сигнал II типа, отображающий кинетику докритического разрушения, также обладает свойствами СОК. Таким образом, обнаруженная 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.

Отметим, что в настоящее время отсутствует обоснованный критерий разрушения поликристаллов в отличие от известного критерия разрушения однородных хрупких материалов (критерия Гриффитса [11]). Полученные результаты позволяют приблизиться к решению этой проблемы и выдвинуть в качестве гипотезы предположение о том, что временной отклик системы (сигнал ЭМЭ типа II), обладающий свойствами состояния СОК, является наиболее вероятным предвестником развития магистральной трещины и в этом смысле может служить критерием макроразрушения поликристалла. Подобный вывод сделан в [12] на основе анализа сигналов АЭ при множественном разрушении образцов гранита. Согласно [12], состояние гетерогенных материалов перед макроразрушением есть СОК. Результаты настоящей работы подтверждают этот тезис по отношению к множественному докритическому разрушению поликристаллического льда. Фликкер-шумовая структура временных рядов, генерируемых нагруженными средами, может служить, таким образом, признаком приближающегося момента закритического разрушения, т.е. предвестником «катастрофы». В этом аспекте полученные результаты могут представлять ценность при анализе электромагнитных сигналов-предвестников некоторых природных катастрофических явлений, связанных с динамикой больших масс льда и снега, таких как срыв ледников, снежных лавин и т.д.

### 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. Jensen H.J. Self-Organized Criticality. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1998. 153 p.
4. Bak P., Tang C., Wiesenfeld K. // Phys. Rev. A. 1988. V. 38. № 1. P. 364.
5. Gutenberg B., Richter C.F. // Bull. Seismol. Soc. Am. 1956. V.46. P.105.
6. Ananthakrishna G., Fressengeas C., Kubin L.P. // Mat. Sci. and Engineering A. 1997. V. 234-236. P. 314.
7. Лебедкин М.А., Дунин-Барковский Л.Р. // ЖЭТФ. 1998. Т. 113. № 5. С. 1816.
8. Ananthakrishna G., Noronha S.J., Fressengeas C., Kubin L.P. // Phys. Rev. E. 1999. V. 60. № 5. P. 5455.

9. Weiss J., Grasso J.-R. // J. Phys. Chem. B. 1997. V. 101. № 32. P. 6113.
10. Miguel M.C., Vespignani A., Zapperi S. et al. // Nature. 2001. V.410. № 4. P. 667.
11. Черепанов Г. П. Механика хрупкого разрушения. М.: Наука, 1974. 640 с.
12. Гиляров В.Л. // ФТТ. 2005. Т. 47. № 5. С. 808.

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ВЫЗВАННОЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТЬЮ МЕТАЛЛА В УСЛОВИЯХ ОЛЕДЕНЕНИЯ

**Шибков А. А., Михлик Д. В. Золотов А. Е., Желтов М. А., Назаров С. В.**

*Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина, Тамбов, Россия*  
[shibkov@tsu.tmb.ru](mailto:shibkov@tsu.tmb.ru)

Известно, что пластическая деформация, разрушение и рост льда сопровождается генерированием сигнала электромагнитной эмиссии (ЭМЭ). В работах [1–4] показано, что сигнал ЭМЭ обусловлен нестационарным движением скоплений заряженных дислокаций, распространением трещин и динамикой неустойчивой электрически активной межфазной границы лед-вода. При определенных условиях явление ЭМЭ демонстрируют и металлические сплавы, деформируемые в условиях проявления эффектов Портевена–Ле Шателье [5] и Савара–Массона [6, 7]. Изучение этого явления в ходе скачкообразной деформации металлов в условиях оледенения ранее не проводилось. Цель настоящей работы заключалась в исследовании электромагнитного излучения при развитии неустойчивого пластического течения алюминий-магниевого сплава АМг3, покрытого слоем льда.

При растяжении сплава АМг3, демонстрирующего скачкообразную деформацию, с постоянной скоростью роста напряжения в мягкой деформационной машине получена кривая нагружения  $\varepsilon(t)$ , содержащая ступени (макроскачки деформации) амплитудой  $\sim 1\text{--}10\%$ . Разрушение образца происходит на фронте скачка максимальной амплитуды. Такое деформационное поведение типично для алюминий-магневых сплавов с содержанием 2-6 % Mg и обусловлено, как предполагается, механизмом динамического деформационного старения дислокаций [8]. Установлено, что каждый скачок деформации сплава АМг3 сопровождается генерированием характерного сигнала ЭМЭ амплитудой  $\sim 0,3\text{--}3$  мВ. Контрольные эксперименты без ледяной корки на поверхности металла показали, что амплитуда электрического сигнала на фронте скачков деформации находится в пределах от 30 до 100 мкВ (приведенный ко входу шум предусилителя составил 10 мкВ). Поэтому зарегистрированные импульсы ЭМЭ связаны с процессами разделения зарядов в ледяной корке.

В работе [9] установлено, что при нагружении алюминий-магниевого сплава с постоянной скоростью в «мягкой» деформационной машине на фронте макроскопических скачков деформации на поверхности сплава спонтанно зарождаются полосы деформации, которые расширяются на всю рабочую область образца в отличие от солитоноподобных полос деформации Портевена–Ле Шателье, сохраняющих ширину и направление перемещения. Видеосъемка показала, что полоса деформации представляет собой расширяющуюся шейку (локальное утонение образца), фронт которой распространяется со скоростью  $\sim 1\text{--}100$  см/с в зависимости от уровня приложенного напряжения и содержания магния в сплаве Al–Mg [6, 9]. Поэтому следует ожидать связь механоэлектрических явлений в ледяной корке с динамикой полос деформации на поверхности металла. Синхронное измерение электромагнитного сигнала и видеосъемка поверхности образца с ледяной коркой показали, что, фронт импульса ЭМЭ, генерируемого в ходе скачка деформации, содержит временные не-

регулярности в виде ступенек, число которых совпадает с числом распространяющихся полос деформации [10].

Для первых скачков пластической деформации сплава АМгЗ амплитудой ~1 % типичное значение времени распространения полос деформации  $\tau_{SB} = L_{SB} / v_{SB} \approx 70\text{--}100$  мс (где  $L_{SB} / 2 \approx 5$  мм полуширина полосы,  $v_{SB} \approx 7\text{--}10$  см/с средняя скорость перемещения одной границы расширяющейся полосы деформации) совпадает с характерными временными нерегулярностями на фронте импульса ЭМЭ. Слой льда не теряет прозрачности, поэтому электрические сигналы не связаны с образованием трещин, а обусловлены, скорее, движением заряженных дислокаций и динамикой двойного электрического слоя вблизи контакта лед–металл.

Для скачков пластической деформации сплава амплитудой 1,5-3 % типично образование в ледяном слое трещин нормального отрыва, распространяющихся перпендикулярно оси растяжения, а для скачков деформации амплитудой более 3-4 % характерно отслаивание фрагментов ледяного слоя от поверхности деформируемой металлической подложки. Раннее выявление трещин в зоне контакта, приводящих к отслаиванию и трению в контакте, а также установление связи этих процессов с особенностями электрических сигналов, представляет более сложную экспериментальную задачу, которая является предметом дальнейших исследований.

Таким образом, основные результаты работы состоят в следующем.

1. Разработана методика исследования неустойчивой пластической деформации металлов в условиях оледенения, а также регистрации и измерения собственного электромагнитного излучения в ходе деформирования.

2. Установлено, что скачки пластической деформации сплава АМгЗ, покрытого тонким слоем льда, сопровождаются генерированием сигналов электромагнитной эмиссии.

3. Обнаружено, что электромагнитные сигналы возникают одновременно с расширением полос деформации вдоль поверхности контакта лед–металл и обусловлены, как предполагается, движением заряженных дислокаций во льду, образованием трещин и эффектами отслаивания льда от металлической подложки.

## 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. Petrenko V.F. // Phil. Mag. 1993. V. B67. N 3. P. 301-315.
4. Shibkov A. A., Golovin Yu. I, Zheltov M. A. et al. // J. Cryst. Growth. 2002. V. 236. N 1-3. P. 434.
5. Schmitter E.D. // Physics Letters. 2007. V. A368. N 34. P. 320.
6. Шибков А.А., Лебедкин М.А., Желтов М.А. и др. // Заводская лаборатория. 2005. Т. 71. № 7. С. 20.
7. Шибков А.А., Лебедкин М.А., Желтов М.А. и др. // Деформация и разрушение материалов. 2005. № 6. С. 24.
8. Estrin Y., Kubin L.P. Spatial coupling and propagative plastic instabilities / Continuum models for materials with microstructure / Ed. by H.-B. Muhlhaus. – New York: Wiley & Sons, 1995. P. 395.
9. Шибков А.А., Кольцов Р.Ю., Желтов М.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физическая. 2006. Т. 70. № 9. С. 1372.
10. Шибков А. А., Золотов А. Е., Михлик Д. В. и др. // Деформация и разрушение материалов. 2008. (в печати).



## ДЕФОРМАЦИОННАЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ЭМИССИЯ ЛЬДА

Шибков А. А., Михлик Д. В., Золотов А. Е., Желтов М. А.

Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина, Тамбов, Россия  
[shibkov@tsu.tmb.ru](mailto:shibkov@tsu.tmb.ru)

Комплексом *in situ* методов, включающим в себя методы электромагнитной и акустической эмиссии в сочетании с традиционным методом измерения скачков деформации и поляризационно-оптическим методом исследовалась скачкообразная пластическая деформация и разрушение моно- и поликристаллического льда в условиях одноосного сжатия в мягкой деформационной машине. Установлено, что деформирование льда сопровождается генерированием дискретных импульсов потенциала  $j$  нестационарного электрического поля вблизи поверхности образца – сигнала электромагнитной эмиссии (ЭМЭ). Показано, что измерение сигнала ЭМЭ позволяет производить отображение сложного процесса формирования структуры мезодефектов кристалла на одну степень свободы – временной ряд  $j(t)$ . Установлено, что сигнал ЭМЭ представляет собой суперпозицию «элементарных» сигналов – импульсов I и II типа, отображающих динамику различных процессов структурной релаксации на мезоскопическом уровне – дислокационных скоплений и трещин. Показано, что по форме переднего фронта сигналов ЭМЭ I типа можно различать динамику полос скольжения и консервативных скоплений. В частности, сигналы вида степенной функции  $j(t) \sim t^{1/n}$ , где  $n = 2.1 \dots 2.5$ , связаны с динамикой консервативных скоплений заряженных дислокаций (прорыв скопления через барьер и, возможно, сваливание скопления в сток и т.д.) и сигналы сигмовидной формы вида  $x(t) = 1 - \exp[-(t/t_0)^{d_f}]$ , где  $d_f = 1.6 \dots 2.3$ , обусловлены термоактивационным зарождением и развитием большого количества дислокационных скоплений от источников типа Франка – Рида в структуре полосы скольжения.

Составлен «альбом ЭМЭ-отображений», который позволяет идентифицировать *in situ* по сигналу ЭМЭ наиболее важные события в пластически деформируемом кристалле льда с участием дислокационных скоплений и трещин [1, 2]. Такой альбом, образующий своего рода «электромагнитный язык» процессов структурной релаксации, дает возможность непосредственно в ходе деформирования контролировать эволюцию популяций дефектов определенного вида (полос скольжения, консервативных скоплений, микро- и макротрещин), устанавливая корреляционные связи между ними, проводить динамический анализ соответствующих временных рядов. Электрическая активность дислокаций и трещин характерна для широкого круга неметаллических материалов, поэтому полученные в настоящей работе результаты, а также ранее – на щелочногалоидных соединениях [3, 4], расширяют возможности метода ЭМЭ, в котором собственное электромагнитное поле деформируемого кристалла используется в качестве сравнительно нового и весьма тонкого инструмента *in situ* исследования на различных масштабных уровнях (в основном, микро-, мезо- и макроуровне) динамики морфогенеза реальной структуры дефектов кристалла.

### 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. Головин Ю.И., Шибков А.А. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 11. С. 3492.
4. Головин Ю.И., Шибков А.А. // Кристаллография. 1990. Т. 35. № 2. С. 440.

## СТРУКТУРА И МИКРОТВЕРДОСТЬ БЫСТРОЗАТВЕРДЕВШИХ ФОЛЬГ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ Zn–Pb

Лозенко В. В., Шепелевич В. Г., Грачев А. И.

Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

[vera\\_loz@mail.ru](mailto:vera_loz@mail.ru)

Известно, что материалы, получаемые в условиях высокоскоростной закалки из расплава, обладают структурой и рядом свойств, которые недостижимы при равновесной кристаллизации [1]. Несмотря на быстро растущее число публикаций в данной области, многие вопросы физики кристаллизации в технически важных цинковых сплавах, например механизмы формирования зеренной структуры и текстуры, остаются невыясненными [2]. Поэтому задача по изучению влияния сверхбыстрой закалки из расплава на структуру и свойства цинковых сплавов является актуальной.

Исследуемые в работе фольги получались сверхбыстрой закалкой из жидкой фазы методом одностороннего охлаждения. Скорость охлаждения расплава была порядка  $10^6$  К/с. Толщина фольг составляла 30–80 мкм. Для металлографических исследований поверхность фольг подготавливалась травлением в растворе 10 г хромового ангидрида и 1 мл соляной кислоты на 100 мл воды. Структура поверхности изучалась с помощью инверсионного микроскопа OLYMPUS IX70. Текстура фольг исследована рентгеноструктурным анализом методом обратных полюсных фигур [3]. Микротвердость  $H_c$  по Виккерсу измерялась с помощью прибора ПМТ-3 с относительной погрешностью измерения не более 5 %. Исследования проводились при нагрузке 20 г для всех образцов, время выдержки нагрузки 15 с.

Металлографические исследования выявили, что быстрозатвердевшие фольги сплавов цинка и свинца имеют микрокристаллическую структуру. Исследование поперечного среза фольг сплавов системы Zn–Pb показали, что зёрна имеют форму близкую к равноосной (рис. 1), в отличие от фольг той же системы, получаемых экстракцией расплава [2]. Легирование цинка свинцом приводит к уменьшению величины зёрен в быстрозатвердевших фольгах, и в сплавах Zn–2,5 ат.% Pb средний размер зерна составляет около 4 мкм (рис. 2).

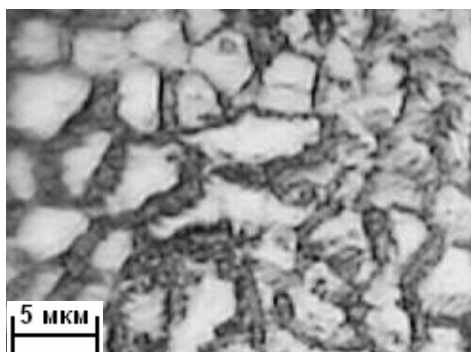


Рис. 1. Поперечный срез фольг сплава Zn–0,5 ат.% Pb

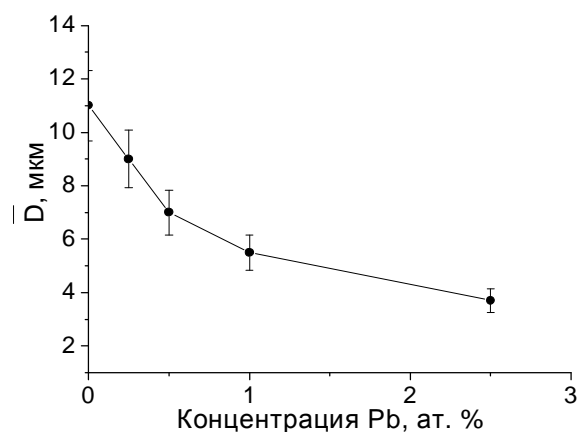


Рис. 2. Зависимость среднего размера зерна  $\bar{D}$  от концентрации Pb

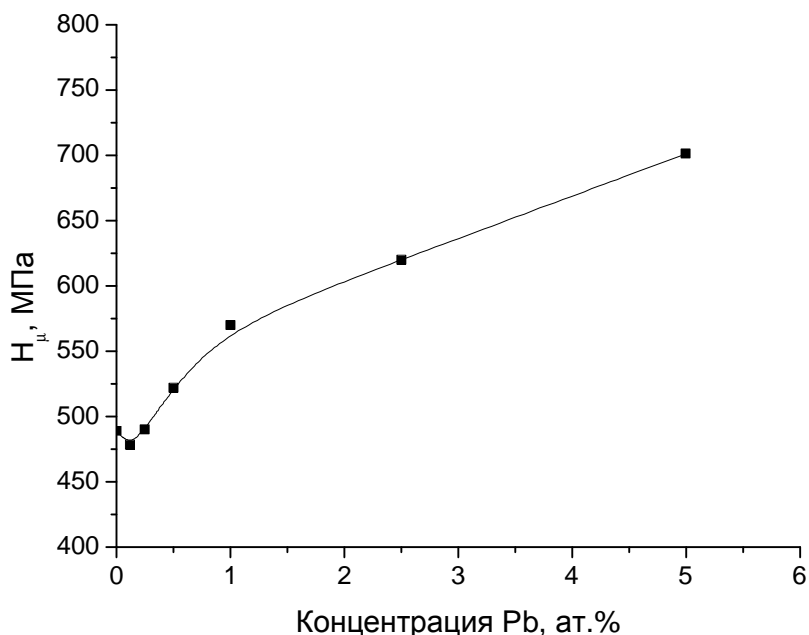
В таблице представлены расчеты полюсных плотностей дифракционных линий, принадлежащих твердому раствору на основе цинка. Как видно, в фольгах фор-

мируется четко выраженная текстура (0001), на долю которой приходится более 95 % объема фольги. Это свидетельствует о преимущественной ориентации зёрен с общим направлением [0001], перпендикулярным контактной поверхности фольги.

**Таблица.** Полусные плотности дифракционных линий твердого раствора на основе цинка в фольгах сплавов системы Zn–Pb

Состав фольги	Дифракционные линии							
	0002	10 $\bar{1}$ 0	10 $\bar{1}$ 1	10 $\bar{1}$ 2	11 $\bar{2}$ 0	10 $\bar{1}$ 3	11 $\bar{2}$ 2	20 $\bar{2}$ 1
Zn–0,25 ат.% Pb	7,9	0,0	0,1	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Zn–0,5 ат.% Pb	7,9	0,1	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Zn–1 ат.% Pb	7,9	0,0	0,1	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Zn–2 ат.% Pb	7,8	0,2	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Zn–5 ат.% Pb	7,9	0,0	0,1	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0

Микротвердость образцов  $H_m$  зависит от концентрации легирующего элемента, как показано на рис. 3. Ее значение с ростом концентрации свинца возрастает. Наблюдаемое упрочнение цинка объясняется несколькими механизмами упрочнения: дисперсионным, твердорастворным и зернограничным.



**Рис. 3.** Зависимость микротвёрдости быстрозатвердевших фольг сплавов системы Zn–Pb от концентрации легирующего компонента

Таким образом, применение сверхбыстрой закалки из расплава приводит к формированию в фольгах сплавов системы Zn–Pb микрокристаллической структуры и четко выраженной текстуры (0001). Легирование быстрозатвердевших фольг цинка свинцом ведет к увеличению значения их микротвердости.

### Список литературы

1. Калиниченко А.С., Бергман Г.В. Управляемое направленное затвердевание и лазерная обработка: теория и практика. – Мн.: Техно-принт, 2001. – 367 с.
2. Митин Б.С., Шермегор Т.Д. и др. Эффективные упругие характеристики текстурированных поликристаллов, полученных методом высокоскоростного затвердевания расплава // ФХОМ. – 1995. – Т. 80. – № 1. – С. 85-91.
3. Вассерман Г., Гревен И. Текстуры металлических материалов. – М.: Metallurgiya, 1969. – 654 с.

## СРАВНИТЕЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ БИНАРНЫХ И ТРОЙНЫХ БЫСТРОЗАТВЕРДЕВШИХ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ Al–Ni–Zr

Сивцова П. А., Неумержицкая Е. Ю.\*, Шепелевич В. Г.\*\*

*Белорусский государственный технологический университет, Минск, Беларусь*

*\* Белорусский национальный технический университет, Минск, Беларусь*

*\*\* Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь*

Исследования бинарных сплавов алюминия, полученных при скорости охлаждения порядка  $10^6$  К/с, показали техническую перспективность метода сверхбыстрой заковки расплава. Однако использование данной технологии при получении бинарных и широко распространенных сплавов алюминия реализует только часть потенциально возможных преимуществ метода. Наибольший эффект можно получить при использовании составов, специально разработанных для сверхвысоких скоростей охлаждения [1–3].

Представляется перспективным совместное легирование сплавов алюминия двумя и более переходными металлами с целью комбинирования полезных свойств, придаваемых ими быстрозатвердевшим сплавам. Перспективными легирующими элементами для таких сплавов являются слабо растворимые в алюминии никель, кобальт, железо, хром и цирконий в различных сочетаниях [4; 5].

Известно, что для Ni, Co и Fe очень сложно подавить ликвацию даже при быстром охлаждении расплава, а твердые растворы Zr и Cr отличаются термической стабильностью [6]. При одновременном легировании перитектическим (Zr) и эвтектическим (Ni) компонентом скорость охлаждения  $\sim 10^6$  К/с должна привести к эффекту кажущейся равномерности распределения примесей по объему материала с возможным улучшением механических свойств материала.

В данной работе изложены результаты сравнительного анализа структуры и свойств бинарных и тройных сплавов системы Al – Ni – Zr, полученных методом СБЗР.

Бинарные исследованные сплавы имели состав Al – 0,3 ат. % Zr и Al – 0,6 ат. % Ni. Тройной сплав состава Al – 0,4 ат. % Ni – 0,2 ат. % Zr получался перемешиванием вспомогательных бинарных Al – 0,3 ат. % Zr и Al – 1,2 ат. % Ni в муфельной печи. Быстроохлажденные сплавы в виде фольги производились методом центробежной закалки расплава: капля расплава массой порядка 0,2 г инжестировалась на полированную внутреннюю поверхность быстровращающегося медного цилиндра. Диаметр цилиндра — 20 см, частота вращения — 1500 об/мин. Скорость охлаждения расплава составляла  $\sim 10^6$  К/с. Максимальная длина полученных образцов достигала 7 см, их ширина — 10 мм. Толщина исследуемой фольги находилась в пределах 30...80 мкм.

Поверхность фольг, прилегающая к кристаллизатору, характеризуется зеркальным блеском и малым перепадом высот, за исключением воздушных каверн, возникающих, как известно [7], при сверхбыстрой закалке на вращающемся кристаллизаторе. Бугристая сторона фольг Al – 0,6 ат. % Ni и Al – 0,4 ат. % Ni – 0,2 ат. % Zr, полученных центробежной закалкой расплава, покрыта многоугольными ячейками преимущественно с 5 или 6 сторонами, размером от 1 до 3 мкм. Бугристая поверхность фольги сплава Al – 0,3 ат. % Zr характеризуется большей гладкостью и большим размером ячеек: до 20 мкм. Отжиг не оказывает влияния на морфологию поверхности исследованных фольг.

**Таблица 1.** Полусные плотности дифракционных отражений быстрозатвердевших фольг сплавов алюминия

Сплав	Дифракционная линия					
	111	200	220	311	331	420
Al – 0,3 ат. % Zr	3,4	0,5	0,6	0,5	0,5	0,5
Al – 0,6 ат. % Ni	3,4	0,6	0,7	0,5	0,3	0,4
Al – 0,4 ат. % Ni – 0,2 ат. % Zr	2,5	1,0	0,6	0,8	0,5	0,6

В фольге сплава Al – 0,6 ат. % Ni в исходном состоянии рентгенографически выявлена фаза Al<sub>3</sub>Ni. Было установлено, что во всех сплавах основной фазой является пересыщенный твердый раствор на основе алюминия α-Al. Величина параметра решетки твердого раствора подтверждает его пересыщение, согласно известным зависимостям [6]. Микродеформации невелики, вызванное ими физическое уширение лежит на пределе разрешающей способности метода: единицы миллирадиан.

Быстрозатвердевшие фольги исследованных сплавов имеют микрокристаллическую структуру и текстуру (111), выраженную более четко с зеркальной стороны, чем с бугристой. Объемная доля этой ориентации доходит до 65 % в бинарных сплавах, уменьшаясь до 40 % в тройном (табл. 1).

Формирование данной текстуры в металлах с ГЦК структурой рассматривалось в работе [8], где проведен расчет величин энергетических барьеров для перемещения межфазной границы «кристалл-жидкость», совпадающей с той или иной кристаллографической плоскостью. Согласно расчетам, для плоскостей {111}, совпадающих с межфазной границей, требуется минимальная дополнительная энергия для перемещения в нормальном направлении. Вследствие этого при быстром затвердевании предпочтительнее растут те зерна, у которых плоскости {111} совпадают с межфазной границей «кристалл-жидкость» и перпендикулярны направлению теплоотвода. Поэтому зерна располагаются преимущественно так, что плоскости {111} параллельны поверхности фольги.

Неотожженные фольги сплавов Al – 0,3 ат. % Zr и Al – 0,4 ат. % Ni – 0,2 ат. % Zr находятся в нестабильном состоянии. Выдержка образцов при комнатной температуре приводит к сложному поведению микротвердости.

Микротвердость фольги тройного сплава в исходном состоянии превышает соответствующее значения у бинарной фольги Al – 0,3 ат. % Zr, но меньше, чем у бинарной фольги сплава Al – 0,6 ат. % Ni (табл. 2). Это, вероятно, связано с большим пересыщением твердого раствора из-за большей суммарной концентрации легирующих элементов. Также было установлено, что микротвердость фольг сплавов значительно больше микротвердости массивных образцов того же состава. Такое отличие объясняется возникновением микродеформаций кристаллической решетки, образованием микрокристаллической структуры и пересыщенных твердых растворов на основе алюминия во время получения фольги, а в фольге сплава Al – 0,6 ат. % Ni и дополнительно образовавшимися мелкодисперсными частицами Al<sub>3</sub>Ni.

Изохронный отжиг бинарного сплава Al – 0,6 ат. % Ni демонстрирует ступенчатое уменьшение микротвердости суммарно на 350 МПа. В результате изохронного отжига фольг сплава системы Al – 0,3 ат. % Zr был обнаружен максимум микротвердости в интервале температур 380–560 °С, связанный с распадом пересыщенного твердого раствора. По сравнению с бинарными сплавами, сплав Al – 0,4 ат. % Ni – 0,2 ат. % Zr имеет более сложную зависимость микротвердости от температуры изохронного отжига.

**Таблица 2.** Микротвердость быстрозатвердевших фольг в исходном состоянии и массивных образцов

Сплав	Микротвердость, МПа	
	Фольги	Массивные образцы
Al – 0,3 ат. % Zr	357	323
Al – 0,6 ат. % Ni	740	282
Al – 0,4 ат. % Ni – 0,2 ат. % Zr	542	396

Были выявлены два максимума микротвердости в температурных диапазонах 140–320 °С и 440–590 °С.

Для подтверждения полученных результатов был проведен последовательный изотермический отжиг всех исследованных сплавов. Бинарный сплав Al – 0,6 ат. % Ni показал последовательное снижение микротвердости при увеличении времени отжига для всех температур выдержки. Изотермический отжиг фольг бинарного сплава Al – 0,3 ат. % Zr удостоверяет наличие максимума микротвердости именно в интервале температур 380–560 °С. Отжиг тройного сплава Al – 0,4 ат. % Ni – 0,2 ат. % Zr подтвердил наличие двух максимумов микротвердости при температурах 260 и 400 °С.

Предполагаемый механизм, приводящий к последовательному упрочнению и разупрочнению сплава Al – 0,4 ат. % Ni – 0,2 ат. % Zr, состоит в сложном распаде пересыщенного твердого раствора. На первом этапе происходит образование и рост включений  $Al_3Ni$  приводящие к увеличению микротвердости, далее начинается процесс коалесценции и частицы второй фазы, укрупняясь, перестают оказывать упрочняющее действие. На втором этапе происходит выделение и рост включений интерметаллида  $Al_3Zr$ , которые впоследствии также начинают укрупняться, вызывая падение микротвердости. Раздельный рост интерметаллических фаз  $Al_3Ni$  и  $Al_3Zr$  вызывается существенными различиями в пересыщенности твердого раствора легирующими элементами: растворимость хрома в алюминиевых слитках составляет 0,2 масс. %, а для никеля эта величина почти на два порядка меньше — 0,006 масс. % [4, 9].

При отжиге текстурирование сплавов не изменяется. В фольгах, даже после протекания рекристаллизационных процессов, сохраняется доминирующая текстура (111).

### Список литературы

1. Васильев В. А., Митин Б.С., Пашков И.Н., Серов М.М., Скуридин А.А., Лукин А.А., Яковлев В.Б. Высокоскоростное затвердевание расплава (теория, технология и материалы). / Под ред. Б.С. Митина. – М.: "СП ИНТЕРМЕТ ИНЖИНИРИНГ". 1998. 400 с.
2. Jones H. // Mater. Sci. Eng. A. 2001. V. 304–306. P. 11–19.
3. Wolfgang G. J. Bunk // Mater. Sci. Eng. A. 1991. V. 134. P. 1087–1097.
4. Добаткин В.И., Елагин В.И. Гранулированные алюминиевые сплавы – М.: Металлургия, 1981. 176 с.
5. Елагин В.И. Легирование деформируемых алюминиевых сплавов переходными металлами. – М.: Металлургия, 1975. 284 с.
6. Мондольфо Л.Ф. Структура и свойства алюминиевых сплавов. – М.: Металлургия, 1979. 640 с.
7. Золотарева С.Н., Шумаков А.Н. // Физика металлов и металловедение. 1987. Т. 64, № 2. С. 349–357.
8. Li D.Y., Szpunar I.A. // Mater. Sci. Lett. 1994. V. 13, № 21. P. 1521–1523.
9. Горелик С.С., Расторгуев Л.Н., Скаков Ю.А. Рентгенографический и электронографический анализ металлов. – М.: Металлургиздат, 1963. 256 с.

## ЯЧЕИСТАЯ СТРУКТУРА ПОВЕРХНОСТИ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ Sn–Bi, ПОЛУЧЕННЫХ ПРИ БЫСТРОМ ОХЛАЖДЕНИИ ИЗ РАСПЛАВА.

Шепелевич В. Г., Гусакова О. В.

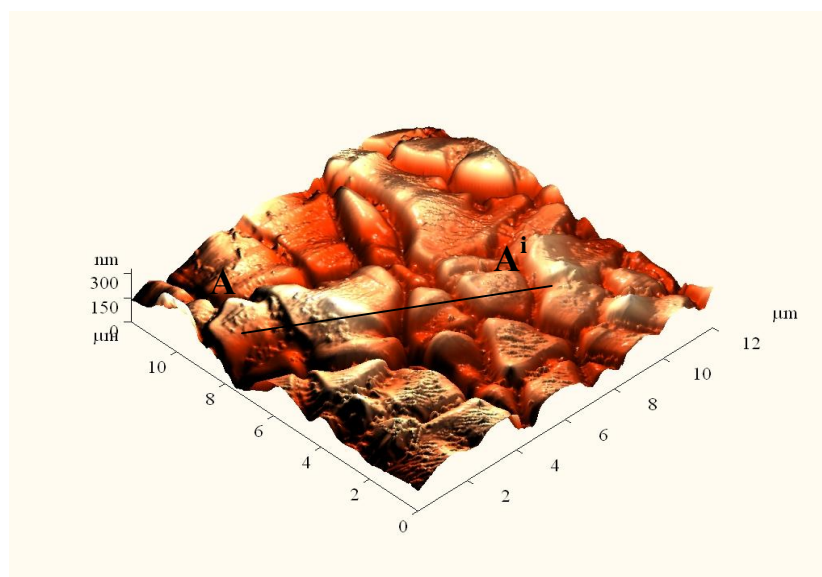
*Белорусский государственный университет, г. Минск, Белоруссия*

Практический интерес к сплавам олова резко возрос в последнее десятилетие в связи с ограничением применения свинца из-за его экологической вредности. С другой стороны активно развивающийся метод изготовления фольг сверхбыстрым затвердеванием из расплава, позволяет направленно влиять на микроструктуру и улучшать механические свойства, что особенно важно для мягких сплавов олова. Морфология большинства фольг, получаемых при кристаллизации расплава на вращающейся подложке отличается ячеистой структурой [1]. В связи с этим является актуальным исследование ячеистой структуры и установление механизма ее формирования в сплавах олово-висмут активно применяющихся в различных отраслях промышленности.

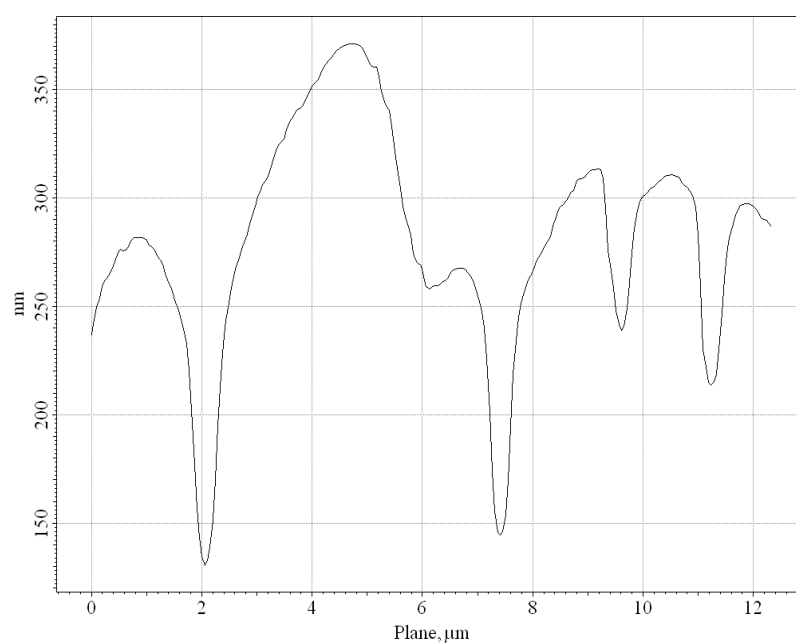
Фольги исследуемых материалов получались при кристаллизации капли расплава на внутренней полированной поверхности вращающегося медного цилиндра. Для исследования морфологии и микроструктуры фольг использовались растровые электронные микроскопы LEO 1455 VP и SUPRA 55-30-44, а также сканирующий зондовый микроскоп Solver P47.

Электронно-микроскопические исследования и исследования проведенные с помощью сканирующей зондовой микроскопии показали, что морфология поверхности фольг изменяется в зависимости от их толщины и состава. Поверхность свободно затвердевающей стороны фольги чистого олова, слегка бугристая (размер бугров 50-100 мкм, высота 2-3 мкм). Легирование олова висмутом приводит к образованию на поверхности фольги ячеистой структуры, причем для фольг, содержащих 2 ат.% Bi, ячейки наблюдаются только на верхней части бугров, размер которых уменьшается до 19-20 мкм, и не наблюдается на более тонких участках фольги. Размеры ячеек находятся в пределах 1,5-2 мкм. Увеличение концентрации висмута в фольге до 4 ат. % приводит к формированию ячеистой структуры практически по всей поверхности свободно затвердевающей стороны фольги за исключением очень тонких участков. Ячеистая структура формируется также на свободно затвердевающей поверхности впадин, образующихся на стороне фольги, прилегающей к кристаллизатору. При такой концентрации обнаруживаются отдельные включения Bi на границах ячеек, их размеры составляют 200-300 нм. С дальнейшим повышением концентрации висмута до 6-8 ат.% морфология свободно затвердевающей поверхности видоизменяется. На поверхности контактирующей с атмосферой обнаруживаются мелкие (порядка 10 мкм), часто ограненные бугорки на гранях которых сформирована ярко выраженная ячеистая структура со средним размером ячеек 1,5 –2 мкм. Между бугорками поверхность более гладкая, однако, и на ней присутствует мелкие, не превышающие 450 нм, ячейки. Отличительной особенностью мелких ячеек является то, что одна ячейка может располагаться на включении висмута и на матрице. На тонких участках фольг сплава Sn-8 ат.% Bi формируется специфическая ячеистая структура, состоящая из ячеек, по границам которых располагаются включения висмута, как глобулярные, так и пластинчатые. Средний размер ячеек составляет 1,7 мкм, размер включений 200–300 нм. На рис. 1 представлена морфология поверхности тонких участков фольг сплава Sn-8 ат.% Bi, проведенных с помощью сканирующей зондовой микроскопии. Проведенные исследования позволили установить, что высота профиля больших (порядка 1,7 мкм) ячеек достигает 250 нм (рис.1 а и б). На их поверхности

встречается субъячеистая структура, подобная той, которая присутствует на гладких участках толстой фольги. Размер субъячеек находится в пределах 200–300 нм, а высота профиля субъячеек не превышает 10 нм (рис. 2).



a)



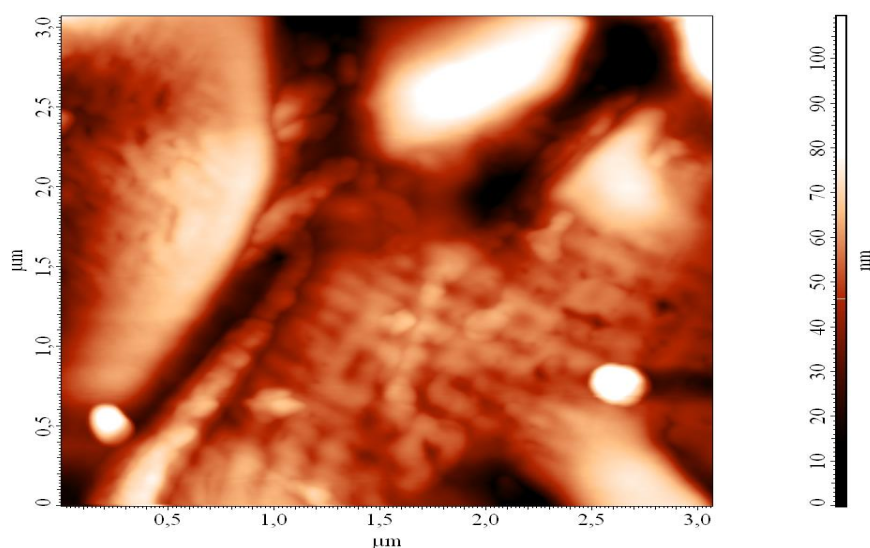
б)

**Рис. 1.** Морфология тонких участков поверхности ячеек сплава Sn–8 ат.% Bi, а) общий вид поверхности, б) рельеф поверхности при сканировании вдоль линии А–А<sup>1</sup>

Морфология свободно затвердевающей поверхности фольг состава Sn – 16 ат.% Bi также отличается развитой ячеистой поверхностью. В этом случае на границах ячеек выделения в отдельных местах практически сливаются. Размер ячеек остается неизменным и находится в пределах 1–2 мкм.

Представленные результаты позволяют считать, что формирование двух видов ячеек связано с некоторым отличием в механизме их роста. Во-первых, необходимо отметить, что на поверхности быстрозатвердевших фольг чистого олова, также как и на поверхностях чистого алюминия и свинца [1–2] ячеистой структуры не наблюдается.





**Рис. 2.** Морфология поверхности свободнотвердевающей стороны фольг сплава Sn-8 ат. % Bi

Появление ячеек обусловлено присутствием легирующего элемента. Во-вторых, как известно [3-4], в средних и верхних слоях быстротвердевающей фольги переохлаждение расплава снижается. При этом возникают условия для того, чтобы плоская поверхность раздела фаз, существующая при очень быстрой кристаллизации, когда примесь не успевает перераспределяться и при квазистационарной кристаллизации, стала неустойчивой. В этом случае кристаллизация идет путем роста ячеек или дендритов, причем условия перехода от устойчивой границы раздела фаз к неустойчивой зависят не только от скорости от градиента температур в расплаве и в твердом теле, но и от концентрации примеси [4]. Образование мелких ячеек, наблюдаемых на гладких участках толстых фольг (между бугорками) и на крупных ячейках может быть связано, как с механизмом подобным вышеизложенному для крупных ячеек, однако протекающему при больших скоростях, так и с действием поверхностного натяжения «закругляющего» выступа при шероховатой границе роста твердой фазы. Наблюдаемое расположение мелких ячеек одновременно как на фазе  $\alpha$ -олова, так и на включении висмута связано с тем, что ячеистый рельеф образуется на поверхности пересыщенного твердого раствора висмута в олове, а затем висмут выпадает в виде выделений. Морфология выпавших на поверхности выделений естественно повторяет рельеф поверхности.

### Список литературы

1. Шепелевич В.Г., Гусакова О.В. Структура и механические свойства быстротвердевших фольг сплавов Sn-Cd. Журнал «Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования». 2006, №12, - С. 1-5
2. С.В. Гусакова, П.А. Сивцова, В.Г. Шепелевич, Структура и свойства быстротвердевших фольг системы Al-Fe-Cr. Республиканский межведомственный сборник научных трудов «Машиностроение». 2004. Вып. 20. Т. 2. С. 313-318.
3. Фистуль В. И. Сильно легированные полупроводники. / М. «Наука» Главная редакция физико-математической литературы. 1967.-416 с.
4. H. Yoshioka, Y. Tada, Y. Hayashi Crystal growth and its morphology in the mushy zone. Acta Materialia. 2004, 52, - P. 1515-1523

## СИНЕРГЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ПРИ УСТАЛОСТНОМ РАЗРУШЕНИИ МАТЕРИАЛОВ

Емалетдинов А. К.

*Уфимский государственный авиационный технический университет,  
г. Уфа, Россия*  
[emaletd@mail.ru](mailto:emaletd@mail.ru)

При усталостном разрушении ГЦК и ОЦК металлов и сплавов экспериментально наблюдают различные виды дислокационной субструктуры: однородное, полигональное, ячеистое, полосовое и фрагментированное распределение, которые и определяют кривую усталости и предел выносливости материалов. Рассмотрена синергетическая модель усталостного деформирования и разрушения материала, когда развивается дислокационное скольжение в двух системах плоскостей, что соответствует микроструктурным данным усталостной, пластической деформации реальных материалов в широком диапазоне изменения напряжений и температуры, а также образуются микротрещины и макротрещины. Сформулирована полная система уравнений, включающая уравнение теплопроводности с источником тепла от потока дислокаций, деформации образца в машине, кинетики вакансий, плотности дислокаций, плотности дислокационных диполей, плотности дисклинаций, описывающих малоугловые и большеугловые границы. Уравнение равновесия записывалось для эффективных напряжений, состоящих из термоупругих и внутренних напряжений, создаваемых неизвестной плотностью дислокаций. Граничные условия соответствовали жесткой и мягкой схеме нагружения. Уравнения кинетики дислокаций включали следующие слагаемые: плотность термоактивационных источников дислокаций, член, описывающий взаимную аннигиляцию дислокаций в приближении среднего времени аннигиляции, диффузионный член, описывающий неоднородное распределение дислокаций. Скорость дислокаций контролировалась термоактивационными механизмами скольжения и переползания. Проведен анализ устойчивости решений системы стационарных уравнений с использованием методов показателей Ляпунова. Проведено численное исследование двухпараметрической системы уравнений кинетики дислокаций, дисклинаций при усталостной деформации в пространстве напряжений и температуры. Построены фазовые траектории и фазовые диаграммы типов решений. Показано, что возникает последовательность типов решений: однородные, одномодовые периодические в пространстве, квазипериодические, перемежаемость, хаотические, многомодовые периодические во времени и пространстве. Переход между структурами происходит при превышении критических значений напряжений, плотности дислокаций, дисклинаций, температуры. Как известно кинетика развития микротрещин и их слияния в магистральную усталостную критическую трещину определяют кривую усталости и предел выносливости. Общее термодинамическое соотношение, позволяющее вычислить кривую усталости, показывает, что разрушение наступает, когда скорость производства энтропии благодаря слиянию микротрещин превысит скорость производства энтропии от других диссипативных деформационных процессов (вакансионных, дислокационных, дисклинационных и др.). Сформулирована система уравнений кинетики микротрещин, описывающей основные процессы: зарождение микротрещин, залечивание, слияние в макротрещину. При достижении критической плотности дислокаций, дисклинаций происходит зарождение субмикротрещин. Проведено численное исследование решений кинетических уравнений при критических значениях параметров: напряжений, плотности дефектов, микротрещин, температуры. Превышение критической плотности микро-

трещин описывает зарождение макротрещины, определяет кривую усталости. Предел выносливости определяется существованием стационарного решения для плотности микротрещин.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ДИСЛОКАЦИОННОЙ СУБСТРУКТУРЫ И ДОЛГОВЕЧНОСТИ СЛОИСТЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ТЕРМОЦИКЛИРОВАНИИ

Емалетдинов А. К., Алетдинов А. Ф.

*Уфимский государственный авиационный технический университет,  
г. Уфа, Россия  
[emaletd@mail.ru](mailto:emaletd@mail.ru)*

Долговечность композиционных материалов определяется термоциклической деформацией и разрушением при эксплуатации. Рассмотрена плоская модель деформационного состояния бесконечной и конечной трехслойной пластины, содержащей участок заданной ширины из другого материала в условиях циклического нагрева. Рассмотрена упрощенная модель деформирования пластины под действием температуры и термоупругих напряжений, когда развивается дислокационное скольжение в двух системах плоскостей (первичной и вторичной). Сформулирована полная система уравнений, включающая уравнение теплопроводности, кинетики дислокаций, описывающей основные дислокационные процессы: размножение, иммобилизацию, диффузию, аннигиляцию и др.,. Проведен анализ устойчивости решений системы стационарных уравнений с использованием методов показателей Ляпунова. Проведено численное исследование двухпараметрической системы уравнений кинетики дислокаций при термопластической деформации в пространстве напряжений и температуры. Построены фазовые траектории; бифуркационные и фазовые диаграммы; сечения отображений Пуанкаре; критические показатели и др. типов решений в зависимости от широкого диапазона изменения температуры и напряжения. Показано, что возникает последовательность типов решений: однородные, одномодовые периодические в пространстве, квазипериодические, перемежаемость, хаотические, многомодовые периодические во времени и пространстве, кноидальные (солитонные). Рассмотрена плоская модель деформационного состояния бесконечной и конечной трехслойной пластины, содержащей участок заданной ширины из другого материала в условиях циклического нагрева. Записана полная система уравнений, включающая уравнение теплопроводности, уравнение равновесия для термоупругих напряжений, кинетики дислокаций и микротрещин и граничные условия. Проведено численное исследование системы уравнений. Построены решения для плотности дислокаций и микротрещин в зависимости от времени и координаты вдоль пластины. Проведен анализ влияния соотношения коэффициентов теплового расширения и ширины конечной пластины на плотность дислокаций и микротрещин. Под действием возникающих неоднородных температурных полей и термоупругих напряжений происходит зарождение вакансий, дислокаций, микротрещин. Эволюция дефектной структуры описывается кинетическими уравнениями. Проведено численное исследование системы уравнений кинетики дефектов. Построены решения для плотности дислокаций и микротрещин. Переход между структурами происходит при превышении критических значений напряжений, плотности дефек-

тов, температуры. Исследована длительная прочность материала основы с учетом деформационного старения металла при термоциклической обработке. Записана полная система уравнений, описывающая кинетику накопления повреждений и деформационного старения металла и включающая стохастическое уравнение для функции потери ресурса, повреждаемости, изменения структурных и механических свойств. Методом малого параметра и в приближении постоянства кумулянтов многомерной корреляционной функции потери ресурса, была получено уравнение Фоккера - Планка - Колмогорова для функции, плотности распределения вероятности функции потери ресурса, содержащее коэффициенты, зависящие от плотности распределения термоупругих напряжений, их среднего значения, дисперсии, структурных параметров: дислокаций, микротрещин и внутренних напряжений от дефектов. Проведено решение задачи для случая нормальной плотности распределения температурного воздействия методом приближений.

УДК 669.295:539.372

## **МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЛОИСТЫХ КОМПОЗИТОВ ИЗ ТИТАНОВОГО СПЛАВА ВТ6**

**Ганеева А. А., Круглов А. А., Лутфуллин Р. Я.**

*Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия*  
[aigul-05@mail.ru](mailto:aigul-05@mail.ru)

Необходимость разработки и изготовления авиационной техники нового поколения ставит сегодня задачу создания конструкционных материалов с новыми свойствами, повышающими эксплуатационные характеристики изделий и, прежде всего конструкционную прочность, что можно достичь регламентированием структурного состояния. Регламентированное структурное состояние в обрабатываемом материале может быть реализовано путем изготовления слоистых композитов. Создавая различное по структуре сочетание слоев, можно управлять характером разрушения материала в процессе эксплуатации и тем самым повышать конструкционную прочность по сравнению с монолитным материалом [1, 2].

В этой связи перспективным методом получения слоистых металлических композитов представляется сварка давлением в условиях сверхпластичности листовых заготовок, используя их различные структурные состояния, включая наноструктурированное. Наноструктурированные заготовки обладают уникальным сочетанием физико-механических свойств. Например, в титановых сплавах наблюдается резкое снижение нижней температурной границы сверхпластичности (СП), что в свою очередь позволяет существенно снизить температуру сварки в твердом состоянии [3] и сохранить повышенные механические свойства обрабатываемого материала.

В настоящей работе проведены эксперименты по получению, изучению микроструктурного состояния и механических свойств слоистого композита, изготовленного из заготовок титанового сплава ВТ6, заметно отличающихся по исходной структуре и механическим свойствам.

Для изготовления композита использовали листы из двухфазного титанового сплава ВТ6 (Ti-6Al-4V) толщиной 0,8 мм исходной микрокристаллической (МК) и нанокристаллической (НК) структурами. Слоистый композит изготавливали из пяти

листовых заготовок - трех с МК и двух с НК структурами, путем сборки их в пакет. При сборке пакета заготовки с НК структурой располагали между заготовками с МК структурой.

Сварку давлением собранного пакета, осуществляли в электрической печи ОКБ-8086 в вакууме  $2 \cdot 10^{-3}$  Па. Пакет помещали в штамповую оснастку, включающую силовые плиты с клиновым прижимом. Давление к пакету прикладывали посредством гибкой мембраны, установленной между пакетом и верхней силовой плитой. Соединение заготовок осуществляли путем выдержки пакета под давлением при температуре 750 °С. После соединения заготовок давление газа снимали и охлаждение производили в печи до комнатной температуры.

Вакуумный отжиг исходных заготовок и слоистого композита проводили в электрической печи ОКБ-8086 при температуре 750 °С в течение 2 ч.

Металлографические исследования зоны твердофазного соединения (ТФС) проводили на растровом электронном микроскопе JXA-6400.

Механические испытания на растяжение проводили на универсальном динамометре "INSTRON-1185" при комнатной температуре и скорости деформирования 1 мм/мин. Поверхность соединения была расположена параллельно оси растяжения.

В результате металлографических исследований зоны ТФС выявлено наличие пор, количество которых после вакуумного отжига заметно снижается. Интересным фактом является то, что наличие пор в зоне соединения слоистого композита, по всей видимости, не оказывает влияния на его прочность при испытаниях на растяжение, которая сопоставима с прочностью листа с МК структурой. Однако окончательного утверждения высказанного предположения требуется проведения дополнительных исследований.

Следует отметить, что прочность полученного слоистого композита обуславливается свойствами МК структуры, что вероятно связано с резким ростом среднего размера зерен в листах с НК структурой. Получение слоистого композита с повышенными прочностными свойствами может быть достигнуто путем уменьшением температуры сварки давлением для сохранения НК структуры, но при этом необходимо увеличить давление.

Таким образом, выполненные эксперименты продемонстрировали технологическую осуществимость изготовления перспективного конструкционного материала – слоистого композита, полученного твердофазным соединением заготовок листового титанового сплава ВТ6 с различной исходной структурой.

### Список литературы

1. Райт Е.С., Левит А.П. В кн.: Композиционные материалы с металлической матрицей. Т.4. Пер. с англ. М.: Машиностроение, 1978, с. 49-110.
2. Соколовская Е.М, Гузей Л.С. Физико-химия композиционных материалов. М.: МГУ, 1978.
3. Лутфуллин Р.Я., Кайбышев О.А., Валиахметов О.Р., Мухаметрахимов М.Х., Сафиуллин Р.В. Соединение в твердом состоянии нанокристаллических титановых сплавов. Перспективные материалы, 2003, №4, с.21-25.

## СТРУКТУРА И СВОЙСТВА СФЕРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ ИЗ СЛОИСТОГО КОМПОЗИТА

Ганеева А. А., Круглов А. А., Лутфуллин Р. Я.

*Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия*  
[aigul-05@mail.ru](mailto:aigul-05@mail.ru)

Сферические оболочки из титановых сплавов широко используются в технике в качестве изделий ответственного назначения, таких как сосуды давления. Соответственно к качеству оболочек и уровню их эксплуатационных характеристик предъявляются высокие требования.

Перспективным направлением является изготовление сферических оболочек из листовых заготовок путем совмещения процессов сварки и сверхпластической формовки (СПФ). Однако листовые титановые сплавы, полученные промышленной прокаткой, обладают значительной анизотропией механических свойств, обусловленной наличием металлографической и кристаллографической текстур [1], что является отрицательным фактором при изготовлении и эксплуатации изделий. Анизотропия напряжений течения наследуется отформованной оболочкой, что является основным препятствием на пути получения равнопрочного готового изделия из-за наличия ослабленных сечений.

В работе показана возможность получения сверхпластической формовкой сферической оболочки из изотропного слоистого композита, полученного сваркой давлением (СД) листовых заготовок.

Для изготовления слоистого композита использовали листовые заготовки из двухфазного титанового сплава ВТ6с (Ti-6Al-4V) толщиной 1 мм с исходной микрокристаллической (МК) структурой.

Значения напряжений течения вдоль и поперек направления прокатки (НП) в исходном листе определяли проведением механических испытаний образцов на растяжение при температуре 900°C, при начальной скорости деформации  $1,2 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ . Значения напряжений течения на образцах при  $\varepsilon = 25\%$  составили: вдоль НП – 24,8 МПа, поперек НП – 19,3 МПа.

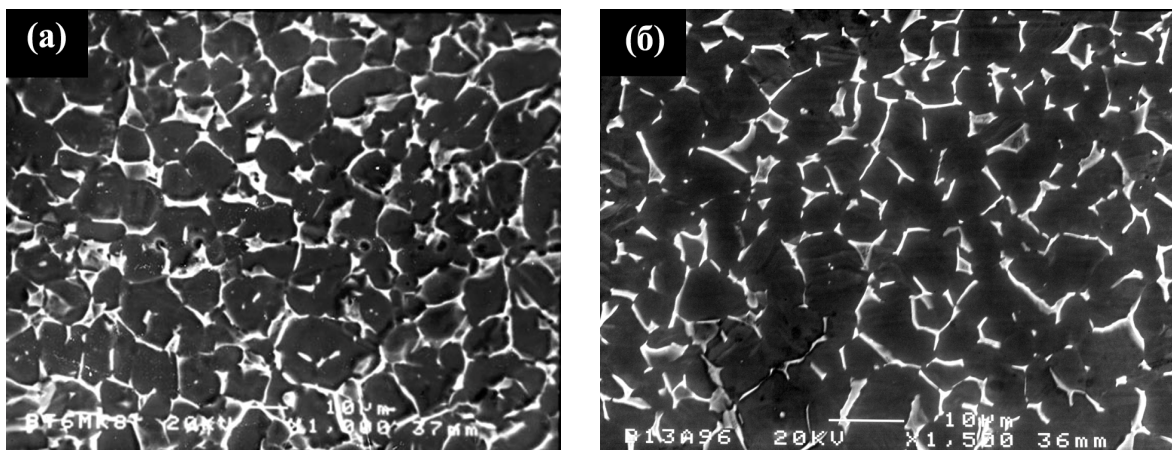
С целью устранения анизотропии напряжений течения при сборке в пакет листовые заготовки укладывали веером относительно их НП. Оболочку диаметром 180 мм изготавливали из двух половин пакета, каждая из которых состояла из пяти листовых заготовок, соединенных по всей поверхности СД с образованием полуфабриката. СД и СПФ осуществляли в вакуумной печи ОКБ-8086 в условиях сверхпластичности.

СД в условиях сверхпластичности позволяет обеспечить однородную структуру материала, устранить влияние сварного шва на процесс формовки, исключить смещение точек сварного шва и обеспечить участие всего объема материала в формообразовании стенок оболочки.

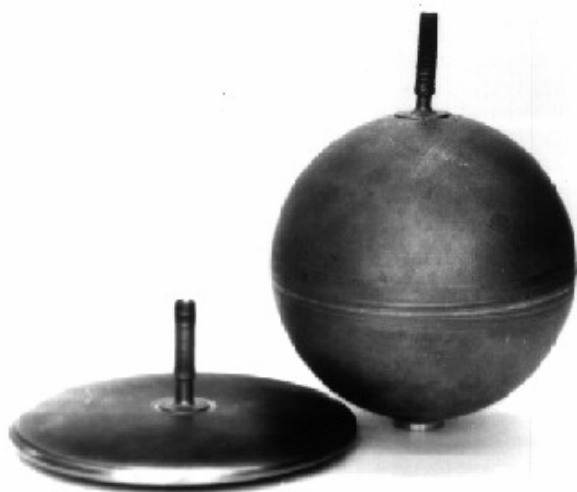
Для проведения механических испытаний использовали стандартные пропорциональные плоские образцы на растяжение, вырезанные из слоистого композита и готовой оболочки в перпендикулярных друг относительно друга направлениях. Испытания проводили на универсальном динамометре "INSTRON-1185" при комнатной температуре и скорости деформирования 1 мм/мин. Полученные результаты свидетельствуют о достигнутой изотропии механических свойств в слоистом компо-

зите и в готовой оболочке. Механические свойства сварного соединения и основного материала оболочки находятся на одном уровне.

Микроструктурный анализ образцов, вырезанных из слоистого композита после СД листовых заготовок, показал наличие единичных пор сферической формы в зоне сварного соединения (рис. 1а). В образцах, вырезанных из готовой оболочки после СПФ, в зоне соединения пор обнаружено не было (рис. 1б). Результаты микроструктурных исследований свидетельствуют о том, что поры, наблюдаемые в зоне соединения заготовок в слоистом композите “залечиваются” за счет деформации в процессе сверхпластической формовки, что приводит к повышению механических свойств в готовой оболочке.



**Рис. 1.** Микроструктура зоны соединения заготовок в:  
а) слоистом композите, б) оболочке.



**Рис. 2.** Сферическая оболочка диаметром 180 мм и сварной полуфабрикат.

Расчетное напряжение в оболочке, установленное по результатам натуральных испытаний на разрушение внутренним давлением газа, составило 1000 МПа.

На рис. 2 показан сварной полуфабрикат и сферическая оболочка диаметром 180 мм, полученная сверхпластической формовкой.

Таким образом, оболочка, выполненная из слоистого композита, обладает изотропными механическими свойствами и демонстрирует высокое значение напряжения разрушения при натуральных испытаниях.

## Список литературы

1. P.G. Partridge, D.S. McDermid, A.W. Bowen // Acta Metall. 33, №4, 1985 pp. 571-577.

# МАГНИТОПЛАСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ И МОЛЕКУЛЯРНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Даринская Е. В., Петржик Е. А., Колдаева М. В.

Институт кристаллографии РАН, Москва, Россия  
[petrzhhik@ns.crys.ras.ru](mailto:petrzhhik@ns.crys.ras.ru)

Магнитопластический эффект (МПЭ) проявляется как изменение механических свойств немагнитных материалов под действием слабых магнитных полей (до 2 Тл). Он наблюдается как в экспериментах *in situ*, когда изменение свойств происходит непосредственно в магнитном поле, так и при испытаниях кристаллов, предварительно выдержанных в магнитном поле – эффекты “памяти”.

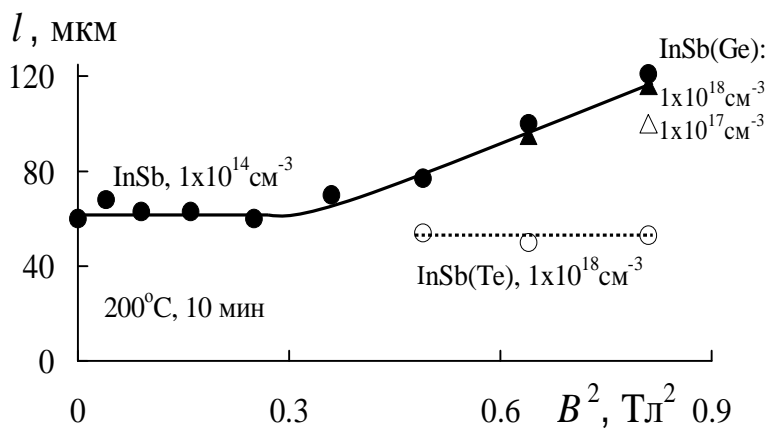


Рис. 1. Средний пробег 60-градусных дислокаций в зависимости от величины магнитной индукции для монокристаллов InSb, легированных различными примесями.

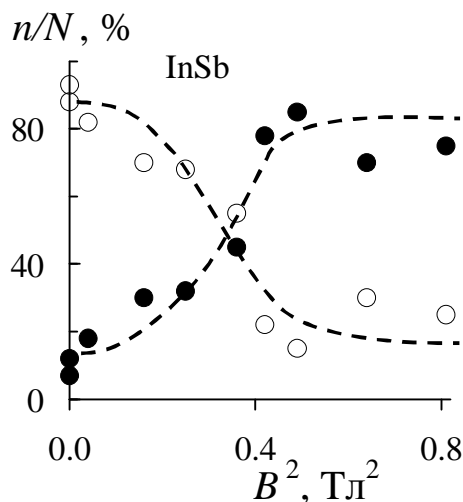


Рис. 2. Зависимость относительного числа расходящихся от царапины и стягивающихся к ней дислокаций от величины магнитной индукции; 200°C, 10 мин.

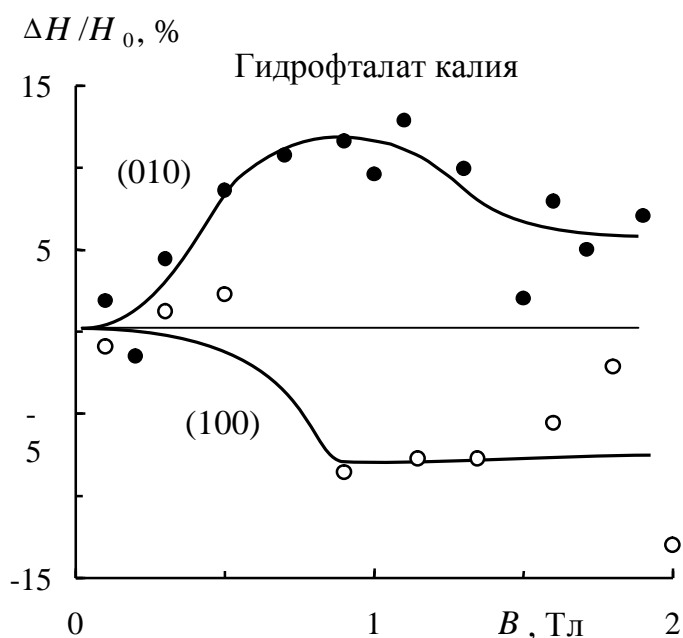
Нами впервые было обнаружено движение дислокаций в полупроводниковых кристаллах под действием магнитного поля [1]. Исследования проводились в основном на монокристаллах InSb. Изучалось движение 60-градусных дислокаций в магнитном поле без механической нагрузки при повышенных температурах. Получены зависимости среднего пробега дислокаций  $l$  и относительного числа расходящихся и сходящихся полупетель  $n/N$  от величины магнитной индукции (рис.1, 2) и времени магнитной обработки.

Показано, что с ростом величины магнитной индукции уменьшается относительное число стягивающихся полупетель и, соответственно, увеличивается относительное число расходящихся. После некоторого поля инверсии эти зависимости выходят на насыщение (рис.2). Аналогичная

картина наблюдается на зависимостях от времени  $l(t)$  и  $n(t)/N$ . Обнаружено влияние типа и степени легирования на величину и знак МПЭ. В чистых кристаллах InSb наблюдается увеличение подвижности дислокаций с ростом величины магнитной ин-



дукции (рис.1). При добавлении германия до концентрации основных носителей  $10^{18}$   $\text{см}^{-3}$  МПЭ также ярко выражен, а при легировании теллуром до той же концентрации движения дислокаций в магнитном поле не происходит. При добавлении примеси Zn МПЭ меняет знак – наблюдается упрочнение в магнитном поле. Обнаружено принципиальное различие температурных зависимостей пробегов дислокаций под действием механической нагрузки и магнитного поля. Для движения дислокаций при механическом нагружении получена обычная термоактивационная зависимость скорости от температуры с энергией активации 0,8 эВ. Скорость дислокаций в магнитном поле 0,8 Тл без механического воздействия в тех же координатах  $\ln v \div 1/T$  описывается зависимостью, которая лишь со стороны низких температур асимптотически стремится к прямой, а в высокотемпературной области имеет тенденцию к насыщению, т.е. к утрате температурной чувствительности. Предложена модель, с помощью которой удалось оценить энергию активации в магнитном поле, она оказалась втрое ниже (0,25 эВ) [2].

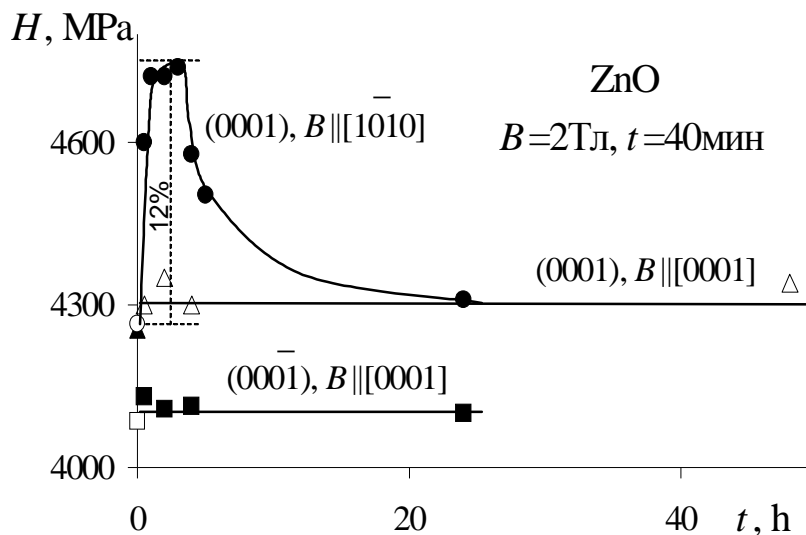


**Рис. 3.** Изменение микротвердости на разных плоскостях кристалла КАР после 5 мин магнитной обработки ( $B \parallel Z$ ).  $H_0$  – исходная микротвердость;  $\Delta H = H_0 - H$ .

Эффекты “памяти” могут проявляться в изменении микротвердости кристаллов после их магнитной обработки [3]. Оказалось, что в таких различных объектах как полупроводниковые и молекулярные кристаллы наблюдается во многом сходное поведение микротвердости после предварительной магнитной обработки. Исследования проводились на монокристаллах InSb, CdTe, CdS, ZnO [4, 5] и гидрофталатах щелочных металлов ( $MeAP$ ,  $Me = K, Rb, Cs, NH_4, Tl$ ) [6]. После выдержки в магнитном поле в полупроводниковых кристаллах происходит увеличение микротвердости, а в молекулярных – увеличение или уменьшение в зависимости от грани кристалла, на которой осуществляется индентирование (рис.3): грань (010) разупрочняется, а (100) упрочняется при

$B \parallel (001)$ . Максимальное изменение микротвердости достигается в  $MeAP$ , InSb и CdS сразу после магнитной обработки, в ZnO – спустя 3-4 часа, а в CdTe – через 2 суток. Далее происходит постепенное уменьшение эффекта и возврат микротвердости к исходному значению. Чувствительность микротвердости к магнитному полю имеет пороговый характер – при величине магнитной индукции выше некоторой, эффект быстро нарастает в узком интервале  $\Delta B$ , а далее выходит на насыщение. Для гидрофталатов пороговое значение магнитного поля – 0,2 Тл, для InSb – 0,9 Тл, для ZnO – 1,2 Тл. Эффект полностью воспроизводится после релаксации. Величина эффекта зависит от кристаллографической ориентации образца в магнитном поле (рис.4). Для ZnO наибольшее увеличение микротвердости после магнитной обработки найдено на всех исследованных рабочих плоскостях  $(0001)$ ,  $(000\bar{1})$ ,  $(10\bar{1}0)$  и  $(11\bar{2}0)$  при  $B \parallel [10\bar{1}0]$ . Если  $B$  направлен вдоль оси симметрии кристалла  $[0001]$ , то никаких изме-

нений микротвердости не наблюдается. В гидрофталате калия уменьшение микротвердости при ориентации магнитного поля вдоль осей  $z$  и  $y$  примерно одинаково, а при  $\mathbf{B} \parallel x$  эффект отсутствует.



**Рис. 4.** Зависимость величины микротвердости от времени, прошедшего после магнитной обработки. Пустые кружки соответствуют начальным значениям микротвердости.

В полупроводниковых кристаллах величина МПЭ существенно зависит от типа и степени легирования, поэтому логично предположить, что предварительная магнитная обработка этих кристаллов вызывает изменение структурного состояния примесных комплексов. В кристаллах  $MeAP$  экспериментально проверено, что деформация имеет недислокационный характер, отсутствует корреляция изменения микротвердости после магнитной обработки от количества примеси железа, хотя сама микротвердость чувствительна к этой примеси. Замена атома водорода, образующего  $H$ -связь, на атом дейтерия приводит к падению эффекта в 2 раза. Можно предположить, что в магнитном поле идет структурная перестройка в системе межмолекулярных водородных связей с последующей релаксацией.

#### Список литературы

1. Е. В. Даринская, Е. А. Петржик, С. А. Ерофеева, В. П. Кисель “Магнитопластический эффект в  $InSb$ ” Письма в ЖЭТФ **70** (1999) 298.
2. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, Е. А. Петржик, С. А. Ерофеева “О соотношении между термоактивационными и магнитоиндуцированными процессами при движении дислокаций в кристаллах  $InSb$  в магнитном поле” ЖЭТФ **129** (2006) 735.
3. Yu. I. Golovin, R. B. Morgunov, D. V. Lopatin, A. A. Baskakov “Influence of a strong magnetic field pulse on  $NaCl$  crystal microhardness” Phys. Stat. Sol. (a) **160** (1997) R3.
4. E. V. Darinskaya, E. A. Petrzhik, Yu. M. Ivanov, S. A. Erofeeva, M. R. Raukhan “Magneto-stimulated softening and hardening of semiconductors” Phys. Stat. Sol. (c) **2** (2005) 1873.
5. Е. А. Петржик, Е. В. Даринская, Л. Н. Демьянец “Эффект магнитной “памяти” в монокристаллах  $ZnO$ ” ФТТ **59** (2008) 614.
6. М. В. Колдаева, Т. Н. Турская, Е. В. Даринская “Магнитоиндуцированные изменения микротвердости в кристаллах бифталата калия” Кристаллография **50** (2005) 312.

## К ВОПРОСУ ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОМ ОБНАРУЖЕНИИ ПЛАНКОВСКОЙ ДЛИНЫ ВОЛНЫ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

Никифоренко В. Н., Босин М. Е.

*Институт измерительной техники «Циклон», г. Харьков, Украина.*

[itcyclone@ukr.net](mailto:itcyclone@ukr.net), [bosin@yandex.ru](mailto:bosin@yandex.ru)

Из теории размерностей следует, что квантовые эффекты в гравитации становятся определяющими, когда радиус кривизны пространства – времени становится равным величине планковской длины

$$\lambda_p = \sqrt{G\hbar/c^3}, \quad (1)$$

$\lambda_p = 2,6 \cdot 10^{-36}$  м, которая претендует на роль фундаментального параметра. Здесь  $G = 6,672 \cdot 10^{-11}$  Н·м<sup>2</sup>·кг<sup>-2</sup> – гравитационная постоянная,  $\hbar = 1,0546 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – постоянная Планка,  $c = 2,998 \cdot 10^8$  м·с<sup>-1</sup> – скорость света. К 1983 г. экспериментально установлено, что нижняя граница полевого взаимодействия по длине волны составляет около  $10^{-18}$  м и может быть уменьшена до  $10^{-22}$  м. Поэтому величины, связанные с электромагнитным, сильным и слабым взаимодействиями уже не могут претендовать на роль фундаментальных факторов. Напомним, что в случае электромагнитного взаимодействия  $\lambda_e \sim 10^{-13}$  м, сильного взаимодействия  $\lambda_N \sim 10^{-16}$  м, характерная длина слабого взаимодействия  $\lambda_c \sim 10^{-18}$  м.

С другой стороны, при пластическом течении твердого тела с преобладающим квантовым механизмом взаимодействия, когда выполняется соотношение:

$$h\nu_{ed} \gg \kappa T, \quad (2)$$

(где  $\kappa = 1,3807 \cdot 10^{-23}$  Дж·К<sup>-1</sup> – Постоянная Больцмана,  $T$  – температура) возможна регистрация длины электрон-солитонного пробега на уровне планковской  $\lambda_p = 1,6 \cdot 10^{-36}$  м [1]. При этом задействованы различные масштабно-структурные уровни, связанные с потерей сдвиговой устойчивости деформируемого материала. Описать природу локализации пластического течения можно только на основе представления деформируемого тела как многоуровневой системы [2]. В связи с этим обращают на себя внимание экспериментальные результаты по многоуровневому подходу в исследовании локализованного структурного состояния в процессе активного деформирования Ti, сверхпроводящего титанового сплава 19 и Zr при 4,2 К. Под многоуровневостью подхода понимается пять масштабов: сдвиг на микроуровне с образованием полос сдвига (~10 мкм), состоящих, в свою очередь, из скоплений призматических дислокаций (~0,1 мкм), вызывающих возбуждение в электронной и электрон-фононной подсистемах кристалла (~10<sup>-2</sup> мкм), а также возмущение нейтронной составляющей атомов дислокационных ядер (~10<sup>-4</sup> мкм) в момент прорыва дислокациями препятствий.

Структурное состояние образцов исследовалось методами просвечивающей электронной микроскопии и избирательного химического травления. Образцы в исходном состоянии имели плотность призматических дислокаций  $N_p \ll 2 \cdot 10^{12}$  м<sup>-2</sup>. Деформирование проводилось на разрывной машине МРК-1 растяжением со скоростью  $10^{-4}$  при 4,2 К. Параллельно с регистрацией деформационной кривой  $\sigma(t)$  велась запись изменения электросопротивления  $\Delta R(t)$ .

Установлено, что изменения  $\Delta R(t)$  и  $\Delta \sigma(t)$  происходят скачкообразно, что связывается с резонансным характером дислокационных взаимодействий и ВЧ колебаниями атомов внутри дислокационных ядер –  $\nu_{ed}$ . Проведенные оценки показывают, что  $\nu_{ed}$  зависит от выбора материала и меняется от нескольких ТГц до  $8 \cdot 10^3$  ТГц, отвечающей плазменной частоте колебаний.

Таким образом, в работе принят к сведению электродинамический характер взаимодействия атомов в дислокационном ядре, который может быть ответственен

за рождение солитонов. В этой связи процессы происходящие в дислокационном ядре, представляют собой своеобразные структурно-фазовые превращения, осуществляемые в высокочастотном режиме и ответственные за нелинейности наблюдаемых явлений. В физике нелинейных явлений солитоны играют важную роль [3]. Так в эволюционных системах солитоны являются основным типом нелинейных возмущений. Они обладают удивительной устойчивостью как по отношению к внешним воздействиям, так и по отношению к взаимодействию друг с другом. В [4] экспериментально доказано, что дислокации являются источниками солитонов. В обычных условиях при деформировании мезо-макрополос локализованного сдвига эффект изменения электросопротивления, обусловленный электрон-солитонным взаимодействием, зависит от плотности дислокаций, составляющих полосы сдвига и может быть очень большим. Примером тому могут быть экспериментальные результаты, полученные на Ti при 77К [5] и Al для 77К [6] и 300К [7].

В условиях сверхпроводимости этот эффект становится определяющим и зависит, как это следует из результатов проведенного исследования на сплаве 19, находящегося в состоянии сверхпроводимости при  $T \sim 5,4\text{K}$ , от особенностей взаимодействия атомов в дислокационных ядрах. При этом процесс скачкообразного изменения деформирующего напряжения и коррелирующего с ним изменения сопротивления  $\Delta R_a$  протекает сложным образом: как атермически в случае малых пиков  $\Delta R_a$ , так и термоактивированно – большие пики  $\Delta R_a$ . Отмечается также, что независимо от типа взаимодействия (электрон-электронного или электрон-фононного) выполняется соотношение (2), свидетельствующее о преобладании квантовых эффектов в исследуемых материалах. В рассматриваемом случае предпочтение можно отдать электрон-солитонному взаимодействию дислокационных скоплений, для которого справедливо равенство:

$$\lambda_{cd} = h/P_a, \quad (3)$$

где  $P_a$  – амплитудное значение импульса деформирующего усилия. При экспериментальном значении  $P_a = 260\text{Hc}$   $\lambda_{cd} = 1,6 \cdot 10^{-36}\text{м}$ , что сопоставимо с планковской длиной  $\lambda_p$ .

Из проведенного экспериментального исследования следует следующая связь между фундаментальными постоянными и импульсами механического усилия:

$$P_a \sqrt{G/\hbar \cdot c^3} = 2p \quad (4)$$

Обращает на себя внимание, что выделяемая в ходе скачкообразного пластического течения энергия превышает  $10^3\text{ТэВ}$ , что более чем достаточно для преодоления кулоновского барьера в случае самых тяжелых ядер атомов и соответствует вероятному появлению «тяжелых» солитонов в виде квазичастиц-бозонов, на что указывалось в [1] и связывалось с активацией бозон-нейтронного взаимодействия. Экспериментально оцененное число бозонов соответствует  $5 \cdot 10^{16}$ .

### Список литературы

1. Никифорова В.Н., Босин М.Е. // Труды XI Международной конференции «Взаимодействие дефектов и неупругие явления в твердых телах». II APSXI. Тула. 2007.
2. Панин В.Е., Егорушкин В.Е., Панин А.В., Моисеенко Д.Д. // ЖТФ. 2007, т.77, №8. с.62-69.
3. Косевич А.М., Ковалев А.С. Введение в нелинейную физическую механику. Киев, «Наукова думка», 1989, с.301.
4. Никифорова В.Н., Лаврентьев Ф.Ф. ДРАН, 2000. т.373(2), с.178.
5. Никифорова В.Н. ФММ, 1993, т.75, №2, с.140.
6. Лаврентьев Ф.Ф., Никифорова В.Н. ДАН СССР, 1990, т.315, №5, с.1127.
7. Nikiforenko V.N., Bosin M.E., Krasnikova Z.A., Solodilov S.A. Functional Materials, 2004, v.11, №1, p.57.

## ПОВЕДЕНИЕ НАКЛОННОКОНДЕНСИРОВАННЫХ ПЛЁНОК ПРИ ТЕРМООБРАБОТКЕ В ВОЗДУШНОЙ АТМОСФЕРЕ

Опаричев А. Б.

Московский энергетический институт (технический университет), Москва  
[mpei\\_tm@mail.ru](mailto:mpei_tm@mail.ru)

Известно о применении наклонноконденсированных пленочных материалов в технологии изготовления дисплеев (используется моноокись кремния) [1] и при исследовании системы железо-никель [2]. Обычным способом получения наклонноконденсированных пленок является напыление под малыми углами [1]. Если угол падения потока испаряемого вещества не совпадает с нормалью к поверхности подложки, то направление роста кристаллитов и соответственно ось текстуры часто бывают наклонены в сторону направления падения потока.

На примере изотропных и анизотропных материалов (висмут и теллур – анизотропные, хром, никель и тантал, константан и копель – изотропные) показано, что наклонноконденсированные плёнки малой толщины (до 0,5... 3 мкм) на ориентирующих и неориентирующих подложках при не очень глубоком вакууме ( $10^{-2}$ ...  $10^{-3}$  мм рт.ст.) и при вполне определенной напылительной базе (400 мм) образуют армированную текстуру (рис. 1) [3]. В отечественной материаловедческой литературе это соответствует действию «фактора формы кристаллов».

Электросопротивление плёнок висмута при нагреве сначала уменьшается, затем начинает возрастать (рис. 2). При последующем охлаждении имеет место заметный гистерезис, если электросопротивление проходит через минимум. Он, по видимому, соответствует критической температуре, при которой в плёнках происходят необратимые изменения, вероятно, связанные с окислением. Этот минимум смещается в сторону более высоких температур при каждом новом цикле нагрева. Если плёнка охлаждается с температуры ниже критической, то гистерезис практически не наблюдается.

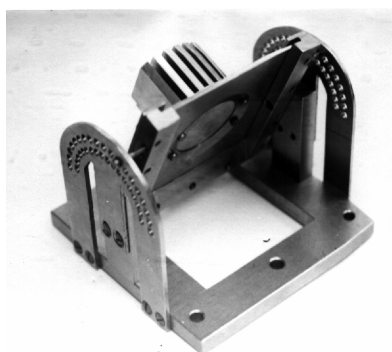


Рис. 1. Подложкодержатель

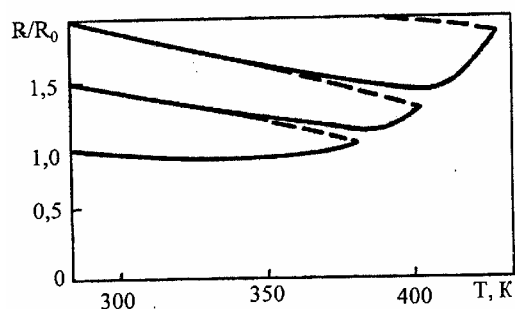
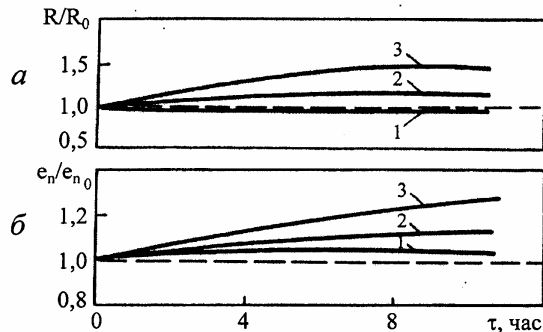


Рис. 2. Изменение температурной зависимости электросопротивления наклонноконденсированных плёнок висмута при циклическом нагреве со скоростью 1 К/с (сплошная линия) и охлаждении (штриховые линии)

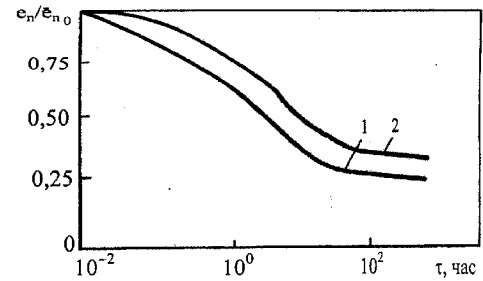
Отжиг плёнок висмута приводит сначала к некоторому снижению электросопротивления и повышению удельной поперечной термоэдс (рис. 3). С увеличением температуры и длительности отжига электросопротивление начинает возрастать, но удельная поперечная термоэдс плёнок продолжает повышаться. Это связано, по-

видимому, с прокислением плёнки по границам кристаллитов, приводящим к возрастанию контактного сопротивления.

Плёнки теллура после извлечения из вакуумной камеры имеют удельную поперечную термоэдс до 30 мВ·см/Вт и высокое электросопротивление (до 20 Ом·см), которые при выдержке в воздухе за первые 2 ч уменьшаются в 5-6 раз (рис. 4).

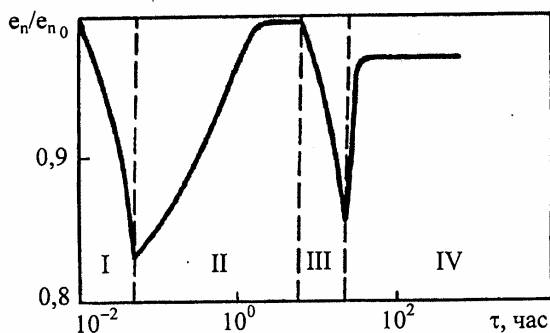


**Рис. 3.** Зависимость электросопротивления (а) и удельной поперечной термоэдс (б) наклонноконденсированных плёнок висмута от времени отжига при различных температурах: 1 – 353 К; 2 – 373 К; 3 – 393 К

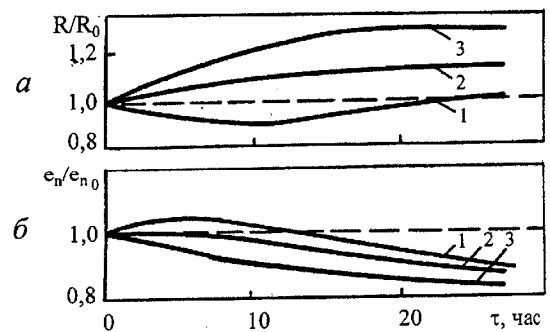


**Рис. 4.** Относительное изменение удельной поперечной термоэдс и электросопротивления наклонноконденсированных плёнок теллура во времени после извлечения из вакуумной камеры

Повторное вакуумирование плёнок приводит к восстановлению значений поперечной термоэдс и удельного электросопротивления практически до первоначальных значений (рис. 5). Это свидетельствует об адсорбционной природе явления. По-видимому, после извлечения из камеры на поверхности и в порах плёнки адсорбируются атомы кислорода, захватывающие электроны из валентной зоны. Появление дополнительных дырок снижает коэффициент термоэдс кристаллитов. При нагреве плёнок теллура на воздухе происходит необратимое изменение свойств и их стабилизация (рис. 6). По-видимому, при повышенных температурах кислород прочно связывается с поверхностью теллура.



**Рис. 5.** Относительное изменение удельной поперечной термоэдс и электросопротивления наклонноконденсированных плёнок теллура при выдержке на воздухе (области I и III) и повторном вакуумировании (области II и IV)

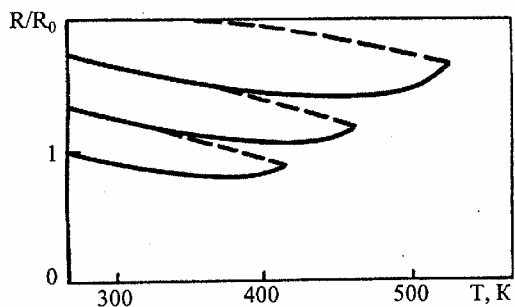


**Рис. 6.** Зависимость электросопротивления (а) и удельной поперечной термоэдс (б) наклонноконденсированных плёнок теллура от времени отжига при различных температурах: 1 – 373 К; 2 – 393 К; 3 – 333 К

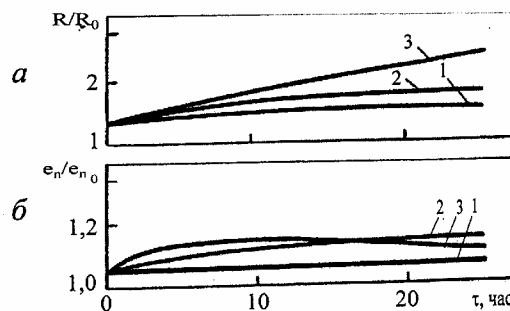
Плёнки хрома при термоциклировании ведут себя аналогично плёнкам висмута с тем отличием, что при охлаждении с температур выше критической, крутизна температурного хода электросопротивления больше, чем при нагреве (рис. 7). При каждом повторном цикле критическая температура заметно смещается в сторону боль-

ших значений. При 5...6 циклах критическая температура достигает 573 К и далее не возрастает. При этом сопротивление и его температурный ход стабилизируются. Повышение электросопротивления плёнок практически не сопровождается увеличением поперечной термоэдс.

Свойства плёнок хрома при низкотемпературном отжиге (рис. 8) практически не изменяются. При повышенных температурах (выше 423 К) как на воздухе, так и в вакууме электросопротивление хрома возрастает. При этом удельная поперечная термоэдс практически не меняется. В процессе отжига при докритических температурах плёнки стабилизируются.



**Рис. 7.** Изменение температурной зависимости электросопротивления наклонноконденсированных плёнок хрома при циклическом нагреве со скоростью 1 К/с (сплошная линия) и охлаждении (штриховые линии)



**Рис. 8.** Зависимость электросопротивления (а) и удельной поперечной термоэдс (б) наклонноконденсированных плёнок хрома от времени отжига при различных температурах: 1 – 373 К; 2 – 413 К; 3 – 453 К

Установлено, что при плотности излучения до  $10^5$  Вт/см<sup>2</sup> плёнки реагируют на него устойчиво и воспроизводимо. При плотности излучения  $5 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup> поверхность плёнок висмута изменяет цвет от черного до серого, хотя изменения электросопротивления и выходного сигнала также не наблюдается. Микроскопическими исследованиями установлено, что на серых участках

поверхности плёнок гребешки кристаллитов оказываются частично оплавленными. При плотности излучения  $10^6$  Вт/см<sup>2</sup> электросопротивление плёнок повышается, а выходной сигнал уменьшается. Это связано с проплавлением локальных участков плёнки и стягиванием их в капли. Таким образом, для плёнок висмута предельная плотность излучения составляет  $5 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>. При этой плотности плёнки выдерживают свыше  $10^5$  импульсов.

Для плёнок хрома предельная плотность излучения составляет  $10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. При большей плотности излучения происходит локальное выжигание и прокисление плёнок.

Применение наклонноконденсированных плёнок в термоэлектрических преобразователях лазерного излучения возможно без укора их термоэлектрических параметров, если не превышения критических значений температуры и мощности лазерного излучения.

### Список литературы

1. Дисплеи. Пер. с англ. / Под ред. Ж. Панкова. – М.: Мир, 1982. – 320 с.
2. Физика тонких пленок: Современное состояние исследований и технические применения. Пер. с англ. / Под ред. Г. Хасса. Том 1. – М.: Мир, 1967. – 343 с.
3. Опаричев А.Б., Опаричев Е.Б., Вигдорович В.Н., Каримбеков М.А., Марков Ф.В. Изотропные и анизотропные материалы (висмут, теллур, хром, никель, тантал) для плёночных наклонноконденсированных термопреобразователей. // Оборонный комплекс – научно-техническому прогрессу России. – 2005. № 4. С. 98-102.

# УЧЕТ ВЛИЯНИЯ ТРОЙНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ СРЕДЫ НА ПОВЕРХНОСТНЫЕ И АДГЕЗИОННЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Азаров А. С., Фроленкова Л. Ю., Шоркин В. С.

*Орловский государственный технический университет*

*Орел, Россия*

[Lara@ostu.ru](mailto:Lara@ostu.ru)

Поверхностные и адгезионные свойства твердых тел характеризуются соответственно их поверхностной энергией  $W_p$  и энергией адгезии  $F_a$ . В изотермических обратимых процессах образования свободной поверхности твердых тел, вступления их в адгезионный контакт, поверхностная энергия и энергия адгезии оцениваются через изменение свободной энергии рассматриваемых тел [1, 2]. В работах [2, 3] и ряде других, отмеченные изменения предложено вычислять через изменения электрической энергии, сопровождающие выделение тела из другого тела – при расчете поверхностной энергии, и адгезионное объединение тел из разных материалов в единое тело – при расчете энергии адгезии. Указанный подход удобно использовать для однородных по химическому составу и структуре материалов.

Для реальных материалов, когда нет ни однородности их химического состава, ни структуры этот подход неприменим, хотя потребность расчетов величин  $W_p$  и  $F_a$  для структурно неоднородных материалов, являющихся сплавами и химическими соединениями, велика [4].

Феноменологическим отражением электрических сил, действующих сложным образом между атомами, ионами, электронами твердых тел, являются упругие силы. Их работа на малых деформациях материала в изотермическом обратимом процессе равна изменению свободной энергии в том процессе, в котором эта работа совершается [5]. Это положение легло в основу теоретических построений, целью которых был расчет поверхностной энергии и энергии адгезии, предложенных в работах [6 – 10], основанных на предположении о нелокальном парном взаимодействии частиц упругой среды, которые вылились в линейную модель упругой среды материалов второго порядка. В работе учтено, что относительные смещения пар частиц разложимы в ряды по внешним степеням векторов относительного положения. Это дало возможность перейти от нелокального описания к локальному, когда изменения свободной энергии определяются последовательностью градиентов перемещений. Эта модель содержит ряд неклассических характеристик упругой среды, определяемых через потенциал взаимодействия ее частиц, который считается известным. Также было сделано предположение о том, что потенциал парного взаимодействия частиц является двухпараметрическим, а рассматриваемая среда – изотропной. В качестве потенциала выбран аналог потенциала Морзе, в котором параметр, характеризующий его убывание с расстоянием, тот же, что и в реальной дискретной среде. В сложной среде этот параметр определяется через среднее межатомное расстояние. Существенным недостатком этих построений явилось то, что независимо от физической природы материала его коэффициент Пуассона оказывался равным одной и той же величине:  $\nu = 0,25$ . Таким образом его влияние не учитывается при расчете поверхностной энергии и энергии адгезии. Очевидно, что этот факт существенно сказывается на точности расчетов и адекватности их результатов реальности.

На основании представления о том, что каждая частица среды участвует в парных, тройных и т. д. взаимодействиях, которые проявляются при их относительных смещениях, авторам работы, за счет введения в рассмотрение не только парного, но и тройного взаимодействия частиц среды, удалось добиться того, что модель упругой среды, лежащая в основе расчетов  $W_p$  и  $F_a$ , позволяет индивидуализировать коэффициент Пуассона для каждого материала.



Это сделано за счет допущения о том, что потенциал тройного взаимодействия частиц среды является потенциалом одновременного взаимодействия одной из частиц с парой других [11]. При этом потенциал этого взаимодействия является, с точностью до постоянного множителя, произведением потенциалов ее взаимодействия с каждой из частиц, входящих в эту пару. Предположение сделано с учетом аналогии с гипотезой о вероятности одновременного тройного взаимодействия частиц реальной среды [12]. Как в парном, так и в тройном взаимодействии коэффициенты перед переменной частью соответствующих потенциалов характеризуют энергию взаимодействия пары и тройки частиц при расстоянии между ними, стремящемся к нулю. Оказалось, что для определения этих коэффициентов достаточно знать модуль Юнга и коэффициент Пуассона упругой среды. Знание потенциала взаимодействия частиц среды позволяет рассчитать поверхностную энергию  $W_p$  и энергию адгезии  $F_a$ , учитывая влияние на них не только модуля Юнга и среднего межатомного расстояния, но и коэффициента Пуассона.

Полученный результат позволил существенно улучшить точность расчета поверхностной энергии и энергии адгезии упругих изотропных сред. Кроме того, это позволило применять предложенную модель к соответствующим расчетам для сред сложного химического состава.

## Список литературы

1. Физический энциклопедический словарь / Гл. ред. А. М. Прохоров, 1984. – 944 с.
2. Партенский М. Б. Самосогласованная электронная теория металлической поверхности / М. Б. Партенский. // Успехи физических наук. – 1979. – Т. 128. – Вып. 1. – С. 69 – 106.
3. Лифшиц Е. М. Теория молекулярных сил притяжения между конденсированными телами / Труды Е. М. Лифшица под ред. Л. П. Питаевского, Ю. Г. Рудого. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. – 648 с. – С. 294 – 298.
4. Vitcovsky I. V. Adhesion energy estimation of some composite materials Plasma Devices and Operations / I. V. Vitcovsky, F. N. Konev, V. S. Shorkin, N. D. Kzaev, A. E. Rusanov, V. M. Khoroshikh and S. L. Leonov., 2003. - Vol 11(2). – P. 81-87.
5. Новацкий В. Теория упругости / В. Новацкий. – М.: Мир, 1981. – 800 с.
6. Шоркин В. С. Модель сплошной упругой среды, основанная на представлении о дальнедействующем потенциальном взаимодействии ее частиц / В. С. Шоркин // Упругость и неупругость. Материалы Международного научного симпозиума по проблемам механики деформируемых тел, посвященного 95-летию со дня рождения А. А. Ильюшина (Москва, 19 – 20 января 2006 г.) / Под ред. И. А. Кийко, Р. А. Васина, Г. Л. Бровко. – М.: Ленанд, 2006. – С. 271 – 282.
7. Shorkin V. Theory of the elasticity of the materials of the second order / V. Shorkin, V. Gordon // Third International Conference on Performance Structures and Materials. Wessex Institute of Technology, UK, 2006. – P. 581 – 589.
8. Шоркин В. С. Методы расчета адгезии твердых тел: монография / В. С. Шоркин, Л. Ю. Фроленкова. – Орел: ОрелГТУ, 2008. – 108 с.
9. Витковский И. В. Теоретическая оценка несплошности адгезионного контакта элементов жидкометаллического blankets термоядерного реактора / И. В. Витковский, А. Н. Конев, В. С. Шоркин, С. И. Якушина. // Журнал технической физики, 2007. – Т. 77. – Вып. 6. – С. 28 – 33.
10. Шоркин В. С. Расчет адгезионной прочности соединения твердых тел в рамках теории упругости / В. С. Шоркин, Л. Ю. Фроленкова // Сборник трудов 47 Международной конференции "Актуальные проблемы прочности". – Н.-Новгород, 2008. – С. 93 – 95.
11. Азаров А. С. Учет влияния трехчастичного взаимодействия в сплошной упругой среде на ее механические характеристики / А. с. Азаров, В. С. Шоркин // Сборник трудов 47 Международной конференции "Актуальные проблемы прочности". – Н.-Новгород, 2008. – С. 163 – 165.
12. Рюэль Д. Статистическая механика. Строгие результаты / Д. Рюэль. – М.: Мир, 1977. – 368 с.

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛАКСАЦИОННОГО ПРОЦЕССА ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ДЕФОРМИРОВАНИИ МЕДИ

Баранников В. А., Николаева Е. А.

*Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Россия*  
[nikol@icmm.ru](mailto:nikol@icmm.ru)

Часть энергии, затраченной на деформирование, накапливается в структуре материала, и ее доля (30–80% по различным данным [1–4]) весьма значительна для того, чтобы ею можно было пренебречь при построении термодинамически обоснованных моделей деформационного поведения материалов. Известно, что пластическая деформация приводит к нарушению сплошности кристаллов, чем можно объяснить накопление скрытой энергии пластической деформации [5]. Деформирование образца приводит границы зерен в поликристалле в неравновесное состояние. Релаксация после снятия внешней нагрузки приводит материал к равновесному состоянию и сопровождается перераспределением полной внутренней энергии. В это время происходит диффузионный массоперенос, в результате которого заполняются пустоты, образовавшиеся в процессе деформирования, тем более, что неравновесные границы зерен могут обладать более высоким коэффициентом диффузии, чем равновесные [6]. Процесс релаксации можно наблюдать экспериментально, если время деформирования выбрать достаточно малым [7].

Эксперименты по динамическому сжатию медных образцов в форме дисков проводились на разрезном стержне Гопкинсона-Кольского [8]. Специально разработанные датчики перемещений и массовой скорости [9,10] обеспечили стабильность и надежность измерений. Техника однократного нагружения образцов [11] позволила провести изучение микроструктуры, плотности и твердости материала с известной историей деформирования. Время нагружения образца (40–80 мкс) по порядку величины совпадало с тепловой постоянной времени зерна поликристалла меди. Адиабатические условия, в которых осуществляется деформирование образца на разрезном стержне Гопкинсона-Кольского, позволили исследовать тепловую составляющую процесса деформирования с помощью дифференциальных медь-константановых термопар, припаянных на боковые поверхности образцов, второй спай термопар поддерживался при постоянной температуре. Для непрерывной записи температуры использовался цифровой мультиметр АРРА 207.

Образцы из меди М1 были отшлифованы до чистоты Rz5, отожжены в вакуумной печи при температуре 500<sup>0</sup>С в течение двух часов, и охлаждены до комнатной температуры вместе с печью. Скорость деформации в испытаниях находилась в диапазоне 1900–2400с<sup>-1</sup>, напряжение в образцах – 0,18–0,24ГПа. Деформации образцов составили 8–11%.

На рис.1 представлена экспериментальная зависимость температуры от времени одного из образцов. До нагружения образец был зажат между мерными стержнями и имел температуру  $T_0$ . В результате сжатия образец нагрелся до температуры  $T_1$ . Затем следует участок  $T_1$ – $T_2$ , близкий к линейному, продолжительностью порядка 10 секунд. Экспериментально проверено, что этот участок не является отражением охлаждения образца в атмосфере (рис.2). Один из испытанных образцов сначала зажали между мерными стержнями, нагрели на 5 градусов выше температуры стержней (образец в процессе деформирования нагревается приблизительно на 2,5 градуса), освободили образец и привели его в колебательные движения, чтобы усилить теплообмен с окружающей средой. Существенные отличия кривых убеждают в том, что это разные процессы: верхняя – охлаждение образца в воздушной среде, а нижняя –

релаксация образца к новому равновесному состоянию. Образец приходит в тепловое равновесие с атмосферой в течение длительного времени (порядка 2–5 минут). В новом равновесном состоянии плотность материала образца остается той же, что и до деформирования [4,11]. Напряжения в образце в основном также релаксируют к прежнему состоянию, как показали измерения микротвердости. Макротвердость возрастает вследствие прироста поверхности зеренных границ [4,11].

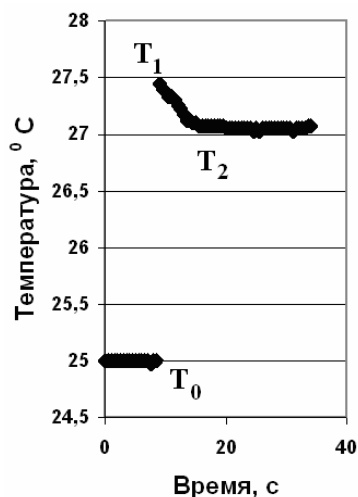


Рис. 1.

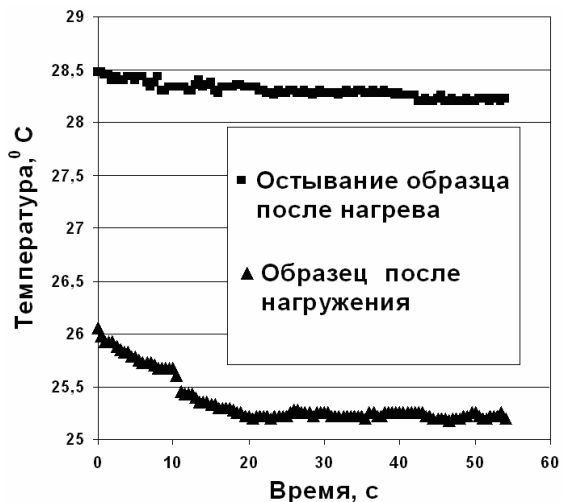


Рис. 2.

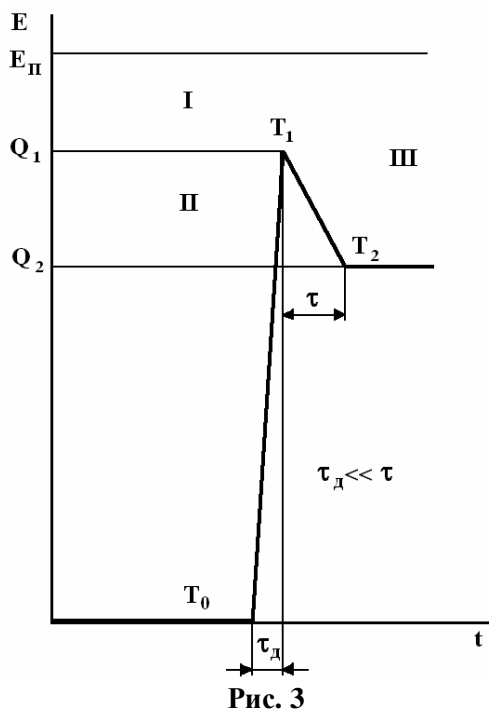


Рис. 3

Рассмотрим перераспределение внутренней энергии образца в зависимости от времени (рис.3). Деформирование образца продолжается в течение времени  $\tau_d$ , температура образца меняется от  $T_0$  до  $T_1$ . Следовательно, скрытая энергия пластической деформации определяется разностью работы  $E_{II}$ , затраченной на пластическое деформирование, и выделенным теплом  $Q_1$ , вычисленным по разности температур  $T_0$  и  $T_1$  (зона I на рис.3). Далее следует ниспадающий линейный участок  $T_1 - T_2$  с характерным временем  $t$ . Тепло  $Q_2$ , соответствующее конечному (равновесному) состоянию образца, оценивается разностью температур  $T_0$  и  $T_2$ . На участке  $T_1 - T_2$  потери тепла образцом в атмосферу несущественны, и ими можно пренебречь. Таким образом, тепло, определяемое разностью  $Q_1$  и  $Q_2$ , затрачи-

вается внутри образца, т.е. в процессе релаксации его структуры.

Появление свободных поверхностей зерен в результате их поворота и дробления во время деформации приводит к увеличению доли поверхностной энергии в энергетическом балансе, т.е. происходит накопление энергии в структуре материала. Поскольку деформация зерна поликристалла происходит за счет сдвигов по атомным плоскостям, граница деформированного зерна представляет собой ступенчатую структуру с существенно возросшей площадью поверхности, но небольшим изменением объема. Такая структура приводит к ослаблению энергии связи поверхностных

атомов, и способствует возникновению диффузионного массопереноса, в результате которого заполняются пустоты, образовавшиеся в процессе деформирования. Линейность зависимости можно объяснить тем, что диффузионный процесс управляется абсолютной температурой образца.

Зона II на рис.3 отражает скрытую энергию структурного превращения, которая, в свою очередь, определяется удельной плотностью поверхностной энергии  $g$  и приростом площади свободной поверхности  $d\Pi$ :  $Q_1 - Q_2 = \gamma d\Pi$ .

Зона III на рис.3 характеризует конечное состояние образца. Таким образом, по завершении эксперимента скрытая энергия определяется разностью  $E_{II}$  и  $Q_2$ . Это есть сумма скрытой энергии пластической деформации и скрытой энергии структурного превращения.

В соответствии с рис.3, в процессе движения материала образца к равновесному состоянию температура образца снижается. Если образец представляет собой простую однородную среду, изменение энтропии для него  $\Delta S = k \ln T_2/T_1$ , где  $k$  – постоянная Больцмана. Поскольку  $T_2 < T_1$ ,  $\Delta S < 0$ . Но изменение энтропии в процессе перехода к равновесному состоянию не может быть убывающим. Этот результат указывает на то, что границы зерен играют важнейшую роль в пластичности поликристалла. Кажущееся уменьшение энтропии компенсируется той ее частью, которая связана с приростом площади поверхности зеренных границ в результате деформации поликристалла.

В работе [12] рассмотрен атомный механизм миграции границ зерен. Используя теорию роста кристаллов из газовой фазы, Глейтер получил выражение для скорости миграции границы, на основе которого можно записать скорость диффузионного массопереноса вдоль границ в виде:

$$v_{д.м.} = K \exp\left(-\frac{\Delta G}{RT}\right),$$

где  $K$  – некоторая константа. Интегрируя это выражение, получим массу диффундирующих атомов в виде линейной зависимости от времени:

$$m = K \exp\left(-\frac{\Delta G}{RT}\right) \cdot t.$$

Излом в точке  $t = \bar{t}$  означает окончание процесса массопереноса. Массу, соответствующую  $t = \bar{t}$ , можно оценить по результатам измерений полной скрытой энергии, которая накапливается в зернограничной фазе. Таким образом, исследование релаксационного процесса открывает возможность прямого измерения свободной энергии Гиббса активации миграции границы.

### Список литературы

1. Mason J.J., Rosakis A.J., Ravichandran G. // *Mechanics and Materials*. – 1993. – V. 17. – P. 135–145.
2. Hodowan J., Ravichandran G., Rosakis A.J., Rosakis P. // *Exper. Mech.* – 2000. – V. 40. – P. 113–123.
3. Barannikov V., Nikolaeva E. // *J. Phys. IV France*. – 2003. – V. 110. – P. 195–199.
4. Баранников В.А., Николаева Е.А., Касаткина С.Н. // *Физическая мезомеханика*. – 2005. – Т.8, №2. – С. 107–112.
5. Гарбер Р.И., Гиндин И.А. // *УФН*. – 1960. – Т.LXX, вып.1. – С. 57–110.
6. Назаров А.А. // *ФТТ*. – 2003. – 45, вып.6. – С. 1112–1114.
7. Баранников В.А., Николаева Е.А. // *Сб. материалов, XVII Петербургские чтения по проблемам прочности, 10-12 апреля 2007 г.*, с. 266.
8. Кольский Г. // *Механика*, Вып.4. – М.: Изд. иностр. литературы, 1950. – С. 108–128.
9. Баранников В.А., Николаева Е.А., Касаткина С.Н. // *Сб. научн. трудов. Вычислительная механика*. – Пермь, 2004. – №2. – С. 34–40.

10. Баранников В.А., Николаева Е.А., Касаткина С.Н. // Заводская лаборатория. – 2007. – Т.73, №3. – С. 66–68.
11. Баранников В.А., Николаева Е.А., Касаткина С.Н. // Деформация и разрушение материалов. – 2005. – №3. – С. 16-19.
12. Глейтер Г., Чалмерс Б. // М.: Мир, 1975, 375 с.

УДК 539.2

## НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ В ГПУ- СПЛАВАХ ЦИРКОНИЯ НА РАЗЛИЧНЫХ МАСШТАБНЫХ УРОВНЯХ

Полетика Т. М., Гирсова С. Л., Пшеничников А. П.

*Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, г. Томск, Россия*

[poletm@ispms.tsc.ru](mailto:poletm@ispms.tsc.ru)

Несмотря на большой интерес к проблеме неустойчивости пластического течения, в частности, немонотонному деформационному поведению материалов при интенсивной пластической деформации, физические причины этого явления остаются не вполне ясными. Известно, что оно обусловлено релаксационными явлениями и может быть связано с ротационной неустойчивостью деформации [1], периодическим изменением типа дефектной структуры, в том числе в результате низкотемпературной динамической рекристаллизации, а также с активизацией нового структурно-масштабного уровня пластической деформации [2].

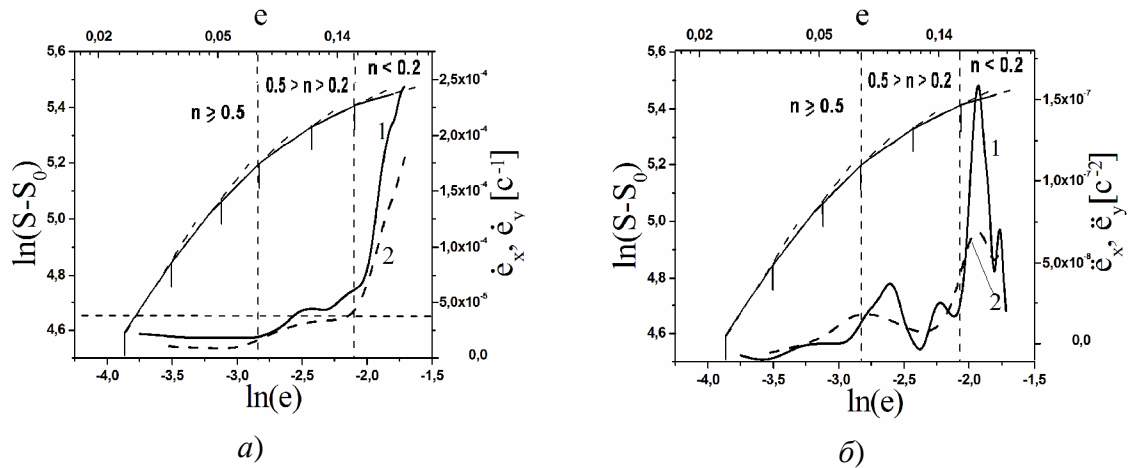
В настоящей работе представлены результаты изучения явления колебательной неустойчивости макролокализации деформации, обнаруженного при растяжении анизотропных ГПУ- сплавов циркония [3], и его взаимосвязи с закономерностями дислокационных превращений. Ранее установлено [1], что кривые пластического течения ГПУ - сплавов циркония (Э110, Э635, Э125 и циркалой-2) сразу за пределом текучести хорошо аппроксимируются параболической стадией  $s \sim e^n$ , на которой выделяется ряд подстадий с дискретно уменьшающимся показателем параболичности  $n$ . Пластическое течение циркониевых сплавов на макроуровне на параболической стадии с  $n < 0.5$  имеет немонотонный характер, что проявляется в периодическом изменении пространственно-временной картины распределения локальных деформаций, сопровождающем образование очагов устойчивой локализации, а затем и шейки разрушения. Электронномикроскопическими исследованиями показано, что особенностью пластической деформации ГПУ - сплавов циркония на микроуровне является локальная неоднородность процесса эволюции дислокационных субструктур [4], что обусловлено выраженной анизотропией дислокационного скольжения в условиях текстуры материала. При этом основной тенденцией является превращение субструктур с непрерывными разориентировками (хаотическая, сетчатая, разориентированная сетчатая) в субструктуры с дискретными разориентировками (полосовая, фрагментированная, полосы локализации деформации).

Выявлена связь стадийности деформационной кривой сплавов с эволюцией дислокационных субструктур. Так, на параболических подстадиях с  $n < 0,5$  развивается ротационная неустойчивость и доминирующим становится мезоуровень пластической деформации. Характер эволюции дефектных структур, сопровождающей потерю устойчивости пластического течения циркониевых сплавов, определяется их составом, структурой (размер зерен и выделений вторых фаз), типом упрочнения (дисперсное, твердорастворное). Так, ротационная деформация может быть связана с

развитием фрагментированной структуры (сплавы Zr–Nb), либо с образованием полос локализации деформации (сплав системы Zr–Sn).

Показано, что существенная субструктурная неоднородность деформируемых сплавов обусловлена высокой неоднородностью полей внутренних напряжений, создаваемых преимущественно границами зерен, и трудностью их эффективной дислокационной релаксации, обусловленной анизотропией дислокационного скольжения, а также дисперсным и (или) твердорастворным упрочнением. Именно интенсивное пластическое течение и фрагментация зерен с кристаллографической ориентацией, благоприятной для призматического скольжения, облегчает взаимный поворот соседних неблагоприятно ориентированных зерен, в результате чего деформация выходит на мезоуровень. Структурная неоднородность материала на мезоуровне обуславливает развитие макролокализации деформации.

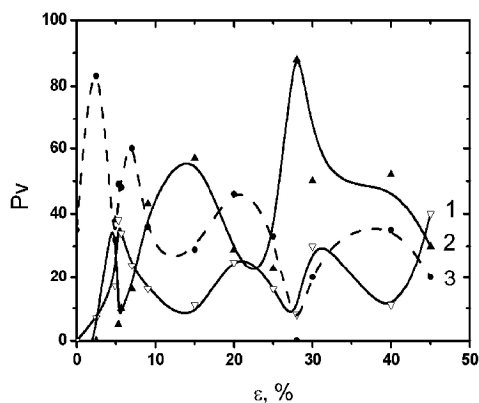
Установлено, что возникновение колебательной неустойчивости на параболической стадии пластического течения со значением показателя параболичности  $n < 0,5$  сопровождается образованием и развитием локального неоднородного геометрического изменения формы деформируемого образца. Показано, что кинетика процесса уменьшения поперечного сечения образца имеет нелинейный характер и определяется колебательным изменением деформаций сужения и удлинения в очаге макролокализации в режиме «упрочнение- разупрочнение» (рис. 1). Выделены три стадии формирования шейки: стадия линейного роста скорости локальных деформаций при  $n \geq 0,5$ , стадию локального колебательного «упрочнения-разупрочнения» материала, определяемого периодически прогрессирующим уменьшением поперечного сечения образца ( $0,5 > n > 0,2$ ) и стадию устойчивого разупрочнения ( $n < 0,2$ ), связанную с образованием макроскопической шейки.



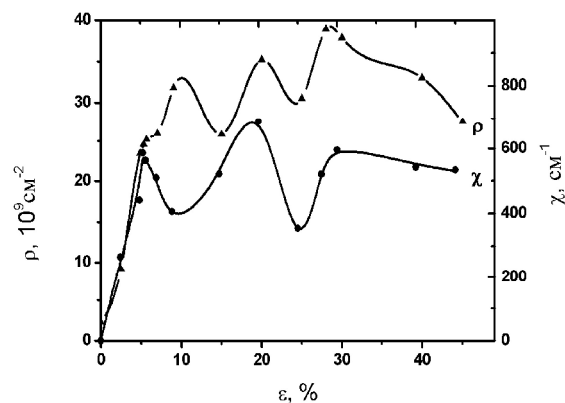
**Рис. 1.** Характер изменения локальных деформаций удлинения (1) и сужения (2) в формирующейся шейке на параболической стадии деформационной кривой сплава Э125: *а* – изменение локальных деформаций  $e_x$  и  $e_y$ ; *б* – изменение скорости локальных деформаций  $\dot{e}_x$  и  $\dot{e}_y$ ; *в* – изменение ускорения локальных деформаций  $\ddot{e}_x$  и  $\ddot{e}_y$ .

Установлена взаимосвязь наблюдаемого колебательного характера неустойчивости пластического течения в режиме «упрочнение-разупрочнение» с циклическим характером смены дислокационных субструктур в очаге макролокализации в процессе его трансформации в шейку (для сплава Э110). Показано, что с ростом локальной деформации после достижения критической плотности дислокаций (при переходе к подстадии с  $n < 0,5$ ) в материале возникает циклический режим взаимных дислокационных превращений. Этот процесс сопровождается колебательным изменением объемов, занимаемых различными дислокационными субструктурами. Рис.2 иллюстрирует процесс взаимных дислокационных перестроек. Так, с ростом деформации

ции внутри разориентированной сетчатой субструктуры формируются субграницы полосовой субструктуры, затем полосы в результате интенсивного формирования малоугловых границ разбиваются на фрагменты, далее фрагментированная структура оказывается неустойчивой и разрушается путем рассыпания («расползания») малоугловых субграниц. С ростом общей деформации подобный цикл последовательного изменения дефектной структуры повторяется. На рис. 3 видно, что дислокационные перестройки сопровождаются колебательным изменением средней скалярной плотности дислокаций  $\rho$ , а также амплитуды кривизны-кручения кристаллической решетки  $\chi$ , что свидетельствует о периодической релаксации внутренних напряжений и разупрочнении материала.



**Рис. 2.** Характер изменения объёмных доле дислокационных субструктур со степенью общей деформации: 1 – анизотропные фрагменты, 2 – полосовая субструктура, 3 – сетчатые субструктуры.



**Рис. 3.** Изменение количественных характеристик дислокационной структуры с деформацией:  $\rho$  – средняя скалярная плотность дислокаций,  $\chi$  – амплитуда кривизны-кручения кристаллической решетки.

Таким образом, неоднородность пластической деформации анизотропных ГПУ – циркониевых сплавов на микро – и мезоуровнях, возникающая с самого начала формирования, приводит к потере устойчивости пластического течения на макроуровне и формированию одной или нескольких шеек. Колебательная неустойчивость макролокализации деформации возникает на параболической стадии деформационной кривой с  $n < 0.5$  и связана с началом процесса периодического изменения поперечного сечения образца, сопровождающегося циклическими дислокационными превращениями в режиме «упрочнение-разупрочнение». Именно корреляция процессов перестройки в дислокационной структуре, на мезоскопическом уровне и на более высоком макроскопическом уровне с развитием деформации является, согласно [5], возможной причиной наблюдаемого колебательного режима пластического течения, в ходе которого реализуются «волны динамической рекристаллизации».

### Список литературы

1. Барахтин Б.К., Владимиров В.И., Иванов С.А. *и др.* // ФТТ. 1986. Т. 28, №7, с. 2250.
2. Поздняков В.А., Глезер А.М. Известия РАН. Серия физическая. // 2004., Т. 68, №10, с.1449.
3. Полетика Т. М., Нариманова Г. Н., Колосов С. В. // ЖТФ. 2006. Т.76, вып.3, с. 44.
4. Полетика Т.М., Гирсова С.Л., Попова Н.А., Конева Н.А., Козлов Э.В. // Деформация и разрушение материалов. 2006. №10, с. 12.
5. Кооперативные деформационные процессы и локализация деформации. Киев: Наукова думка, 1980. 320 с.

## О ВОЗМОЖНОСТИ ЛАБОРАТОРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭФФЕКТОВ КУМУЛЯЦИИ И ПЕРЕМЕШИВАНИЯ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА МЕТАЛЛОВ ПРИ ВЫСОКОИНТЕНСИВНОМ ВНЕШНЕМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Учаев А. Я., Пунин В. Т., Моротов А. П., Назаров В. В., Васин М. Г.,  
Сельченкова Н. И., Кошелева Е. В., Платонова Л. А.

*Российский Федеральный Ядерный Центр – ВНИИЭФ, г. Саров, Россия,  
[uchaev@expd.vniief.ru](mailto:uchaev@expd.vniief.ru)*

Достижения в физическом описании реальных процессов во многом определяются решением проблем, относящихся к установлению связи между микроскопической структурой и макроскопическим поведением сложных систем. К числу таких проблем можно отнести задачи статистической теории вещества, физики неупорядоченных сред (фрактальных сред), физики динамического разрушения, теории турбулентности и диффузии.

Многие из этих задач лишь отчасти решаются методами статистической физики и успех достигается лишь в предположении абсолютного хаоса при описании сред и процессов (идеальный газ и классическая теория броуновского движения), либо полностью их упорядоченности (теория кристаллических твердых тел). За пределами возможностей статистической теории оказалось микроскопическое описание неупорядоченных сред и процессов.

В неупорядоченных средах не выполняется условие макроскопической причинности, поскольку масштабы изменения макроскопических переменных должны превышать масштабы корреляций микроскопических переменных. Это условие не выполняется в неупорядоченных средах и процессах с коррелированной микроскопической структурой в широком диапазоне масштабов. Наиболее наглядные примеры – вещество вблизи точек фазового перехода второго рода, вещество вблизи точек критических явлений, явление динамического разрушения. К процессам такого рода относится и гидродинамическая турбулентность. Как правило, микроскопическая структура неупорядоченных сред обладает масштабной инвариантностью [1-3].

Развитые понятия математического фрактала и его приложения к описанию неупорядоченных структур и форм объектов дают возможность построения моделей случайных масштабно-инвариантных структур. В применении таких моделей заключается новый подход к описанию неупорядоченных структур в физике. Успех в применении понятия фрактала (фрактальных моделей) обусловлен тем, что большинство структур и процессов присущи фрактальные формы [1, 3].

Многие модели образования и роста неупорядоченных объектов различной природы сводятся к моделям перколяционного перехода и ограниченной диффузией агрегации. В первом случае образуется фрактальный перколяционный кластер, во втором – фрактальный агрегат.

Из этой универсальности следует, что для описания основных типов критического поведения можно использовать простые модели, демонстрирующие основные пути перехода к самоорганизации.

Нам представляется, что наименее исследованными являются скейлинговые свойства процессов перехода к турбулентности, перемешиванию, пылению, которые развивают в таких течениях, как, например, струи, сдвиговые слои. Такие типы течений образуются, например, при высокоинтенсивном воздействии на образцы с нанесенными возмущениями. Установление в этих течениях «когерентных», иерархических структур показывает возможность построения адекватных моделей динамического разрушения металлов [2].



Ударно-волновое движение неоднородных, дисперсных сред приводит к возникновению динамических неустойчивостей и явлению динамического разрушения. Следовательно, является актуальным знание количественных характеристик эффектов кумуляции, перемешивания, которые являются неравновесными процессами. Эффектам кумуляции и перемешивания предшествуют процессы разрушения в металлах при высокоинтенсивных внешних воздействиях.

Явление динамического разрушения или неравновесное состояние в металлах создается воздействием релятивистских электронных пучков (РЭП) – диапазон долговечности  $t \sim 10^{-6} \div 10^{-10}$  с, скорость изменения температур  $dT/dt \sim 10^6 \div 10^{12}$  К/с, диапазон начальных температур  $T_0 \sim 4\text{К} \div T_{нл}$  и коротких импульсов лазерного излучения – диапазон долговечности  $t \sim 10^{-9} \div 10^{-11}$  с, плотность мощности лазерного излучения до  $J \sim 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. Явление динамического разрушения обусловлено критическим поведением диссипативных структур, лежащих в основе сопротивления тела внешнему воздействию, имеющих иерархическую соподчиненность от наномасштабов до масштабов разрушаемого тела [1, 2].

В работе определены количественные характеристики диссипативных структур с помощью современных методов количественной фрактографии с использованием современных пакетов математических программ – интерактивной системы анализа изображений (ИСАИ) и цифровой микроскопии, методов фрактальной геометрии и математического аппарата теории критических явлений [1, 2].

Проведено исследование эффектов перемешивания границы раздела металлов меди и индия при высокоинтенсивном внешнем воздействии РЭП с помощью металлографических исследований и локального рентгенофлуоресцентного анализа (ЛРФА). Показано наличие эффектов перемешивания на границе раздела двух металлов при высокоинтенсивном внешнем воздействии РЭП. Проведенные численные оценки размеров зон перемешивания согласуются с данными фрактографического анализа и ЛРФА [3].

В результате проведенных исследований показано, что во фронте ударной волны при воздействии РЭП в образце происходит измельчение зерна. Процессу кумуляции предшествуют процессы структуризации. В области возникновения кумулятивных выбросов выявлено возникновение неустойчивостей – турбулентного перемешивания вещества [3].

В работе приведены зависимости:

1. размера центров разрушения от среднего расстояния между ними в Cu, Fe, бронзе, возникающих в процессе динамического разрушения при воздействии РЭП [2];
2. размера элементов, составляющих фигуру ковра Серпинского, от среднего расстояния между ними для регулярного и стохастического ковра Серпинского;
3. размера микровихрей от среднего расстояния между ними при гравитационном турбулентном перемешивании жидкостей разной плотности, находящихся на разных расстояниях от границы раздела между двух несжимаемых жидкостей [4];
4. полос скольжений кристаллической решетки в верхней и нижней частях пирамидки от среднего расстояния между ними.

Приведенные зависимости представляют собой, так называемый концентрационный критерий [2] и свидетельствуют о том, что каскад центров разрушений, возникающий в процессе динамического разрушения при воздействии РЭП, картина микровихрей при гравитационном перемешивании жидкостей разной плотности и каскад полос скольжения кристаллической решетки являются перколяционными кластерами. Т.е., процесс образования центров разрушения в процессе динамическо-

го разрушения и процесс турбулентного перемешивания можно описать с помощью математического аппарата теории критических явлений.

В работе также показана возможность применения единого математического аппарата теории критических явлений при описании количественных характеристик процесса перемешивания в металлах при высокоинтенсивном внешнем воздействии, при моделировании процессов турбулентного перемешивания жидкостей разной плотности, и при моделировании процесса перколяции в квадратном стохастическом и регулярных коврах Серпинского.

Показано, что распределение диссипативных структур по размерам описывается функцией, относящейся к классу однородных функций. Это определяет возможность лабораторного моделирования эффектов кумуляции, процессов перемешивания границы раздела металлов, процессов модификации металлов при масштабировании линейных размеров образца и временных интервалов воздействия.

В результате проведенных исследований показано, что высокоинтенсивное внешнее воздействие приводит к модификации и изменению функциональных свойств конструкционных материалов.

### Список литературы

1. Р. И. Илькаев, А. Я. Учаев, С. А. Новиков, Н.И. Завада, Л. А. Платонова, Н. И. Сельченкова. Универсальные свойства металлов в явлении динамического разрушения // 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. Временные закономерности процесса динамического разрушения металлов, обусловленные иерархическими свойствами диссипативных структур – каскада центров разрушения // ДАН, 2003, том 393, № 3. С. 326-331.
3. Учаев А.Я., Пунин В.Т., Сельченкова Н.И., Кошелева Е.В., Платонова Л.А. Иерархия масштабных уровней диссипативных структур, возникающих в металлах в явлении динамического разрушения. XVII Петербургские чтения, С.-Петербург, 2007, с.31-32.
4. В.П.Стаценко, Ю.В.Янилкин, С.В.Ребров, О.Г.Синькова, А.Л.Стадник, Сельченкова Н.И., Учаев А.Я. Исследование характеристик турбулентности при прямом трёхмерном численном моделировании гравитационного перемешивания // ВАНТ, сер. Математическое моделирование физических процессов. 2002. Вып. 2.- С.18-29.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕННОЙ ГРАНИЦЫ СОХРАНЕНИЯ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ СВОЙСТВ МЕТАЛЛОВ ПРИ ВЫСОКОИНТЕНСИВНОМ ВНЕШНЕМ ВОЗДЕЙСТВИИ, ОБУСЛОВЛЕННОЙ ЭФФЕКТАМИ САМООРГАНИЗАЦИИ ДИССИПАТИВНЫХ СТРУКТУР

Учаев А. Я., Пунин В. Т., Моротов А. П., Сельченкова Н. И., Кошелева Е. В.,  
Платонова Л. А., Юкина Н. А., Конкин А. С., Жабька Л. В.

*Российский Федеральный Ядерный Центр – ВНИИЭФ, г. Саров, Россия,  
[uchaev@expd.vniief.ru](mailto:uchaev@expd.vniief.ru)*

С явлением динамического разрушения, вызываемого мощным импульсным энергетическим воздействием на вещество, связаны предельные возможности современной техники и уникальных научных установок. Из этого следует, что иссле-

дование поведения металлов в экстремальных условиях возможно на основе изучения процесса динамического разрушения при высокоинтенсивном внешнем воздействии, что является актуальным.

На основе комплексного подхода, примененного к исследованию процесса динамического разрушения установлены границы сохранения функциональных свойств металлов при высокоинтенсивном внешнем воздействии в диапазоне долговечности  $t \sim 10^{-6} \div 10^{-11}$  с.

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.

Поведение металлов при высокоинтенсивном внешнем воздействии рассматривается на примере изучения явления динамического разрушения. При воздействии мощных импульсов проникающих излучений в металлах возникает движение вещества в виде волн сжатия и разрежения, взаимодействие которых приводит к созданию отрицательного давления и, как следствие, к развитию процесса динамического разрушения металлов.

В результате проведенных исследований [1, 2] показано, что сопротивление тела внешнему воздействию оказывают диссипативные структуры, например, каскад центров разрушения.

Эволюция микро- и мезоскопических дефектов в явлении динамического разрушения является определяющей в поведении твердых тел при воздействии релятивистских электронных пучков (РЭП) в диапазоне долговечности  $t \sim 10^{-6} \div 10^{-10}$  с (скорость изменения температуры  $dT/dt \sim 10^6 \div 10^{12}$  К/с, диапазон начальных температур  $T_0 \sim 4K \div T_{пл.}$ ) и при воздействии коротких импульсов лазерного излучения (ЛИ) в диапазоне долговечности  $t \sim 10^{-9} \div 10^{-11}$  с (плотность мощности лазерного излучения до  $J \sim 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>) [1-4].

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 и дает право на рассмотрение динамического скейлинга образования диссипативных структур [1, 2].

В нелинейных диссипативных средах, каковыми являются металлы в процессе динамического разрушения, происходит уменьшение числа степеней свободы. Это означает, что в системе происходит самоорганизация структурных элементов, характеризующаяся крупномасштабными корреляциями. Параметр порядка характеризует переход от некоррелированного состояния вещества к коррелированному. Плотность центров разрушения  $f(t)$  на пороге макроразрушения, когда меняется связность разрушаемого тела, является параметром порядка.

Каскад центров разрушений на пороге макроразрушения является перколяционным кластером, а система – разрушаемое твердое тело – является иерархической неэргодической системой [2]. Каждому иерархическому уровню диссипативных структур, возникающих в процессе динамического разрушения, соответствует свое значение потенциальной энергии  $U_i$ , которая характеризуется своим параметром порядка  $n_i$ , функцией распределения  $f_i$  и временем релаксации  $t_i$ . С математической точки зрения описание каждого уровня диссипативных структур достаточно трудоемкий процесс. Поэтому основной задачей исследования количественных характери-

стик процесса динамического разрушения, когда возникает макроразрушение, меняющее связность тела (топологический переход), является установление единого, универсального потенциала  $U$  всей системы [2].

Существенное увеличение плотности центров разрушения  $f(t)$  происходит на заключительной стадии процесса разрушения на временах  $t \sim 0,9 \times t_p$ , где  $t_p$  - время разрушения.

Топологический фазовый переход – возникновение связности в бесконечном перколяционном кластере подобен критическим явлениям. Современные представления теории критических явлений основаны на гипотезе подобия. Это означает масштабную инвариантность в поведении системы и независимость протекающих процессов в системе от размера системы, т.е. идентичность поведения диссипативных структур, образующихся при внешнем воздействии на металлы, на различных масштабных уровнях. Это определяет возможность моделирования процесса динамического разрушения в лабораторных условиях при масштабировании времени реального процесса.

В работе рассмотрена возможность определения скорости центрообразования в металлах, которая определяет долговечность в динамическом диапазоне (субмикросекундный диапазон) и показана универсальность процесса накопления центров разрушения и скорости центрообразования  $J(t) = df(t)/dt$ . Кривые скорости центрообразования  $J(t)$ , представленные в координатах безразмерного времени ( $t = t/t_p$ ;  $t$  – текущее время) для различных металлов ( $t \sim 10^{-6} \div 10^{-10}$  с) близки к единой кривой, что говорит о динамическом скейлинге скорости центрообразования. Данные по накоплению скорости центрообразования аппроксимируются функцией  $J(t) \sim t^g$ , принадлежащей к классу однородных функций.

На основе установленных температурно-временных закономерностей (частных для каждого металла) обоснованно расчетно-теоретическим путем получены данные о границе разрушения в диапазоне долговечности  $t \sim 10^{-6} \div 10^{-11}$  с,  $T_0 \sim 4K \div 0,8 T_{пл}$ . в координатах долговечность  $t$ , первый динамический инвариант  $J_1 = P_{кр}(t) / \Gamma r (H + L_m)$ , где  $P_{кр}$  - критическое давление, приводящее к разрушению,  $\Gamma$  – параметр Грюнайзена,  $r$  - плотность материала,  $H$  - энтальпия и  $L_m$  - теплота плавления и в координатах  $E(T_0)/(H(T_0) + L_m)$  и  $J_2$ , где  $J_2 = \lg(1 - T_0/T_{пл})$  – второй динамический инвариант [1-3].

В работе показано, что критическая плотность поглощенной энергии, приводящая к разрушению металлов Ti, Al, Ta, Cu при воздействии коротких импульсов ЛИ и воздействии РЭП согласуется.

В работе приведена универсальная поверхность разрушения ряда металлов, которая позволяет адекватно количественно моделировать поведение металлов в лабораторных условиях, а также качественно прогнозировать границу сохранения функциональных свойств металлов при высокоинтенсивном внешнем воздействии.

Единый механизм процесса динамического разрушения металлов – потеря связности системы (образца) путем кластеризации каскада центров разрушения – единый параметр порядка и одинаковая размерность пространства, в котором протекает процесс, доказывает возможность прогнозирования поведения металлов при высокоинтенсивном внешнем воздействии.

Выше изложенное определяет масштабно-инвариантные свойства поведения диссипативных структур и обуславливает универсальное поведение металлов в явлении динамического разрушения на различных временных интервалах при различных амплитудно-временных характеристиках внешнего воздействия и доказывает возможность моделирования поведения вещества при высокоинтенсивном внешнем воздействии с помощью изучения поведения образцов в лабораторных условиях [1,2,4].

Результаты исследований позволяют установить времена самоорганизации и динамические свойства конденсированной материи в неравновесном состоянии на временах  $t > 10^{-10}$  с и определить временную границу сохранения функциональных свойств элементов высокоэнергетической импульсной техники.

### Список литературы

1. Р. И. Илькаев, А. Я. Учаев, С. А. Новиков и др. // ДАН, 2002, т. 384, № 3, С. 328-333.
2. Р. И. Илькаев, В.Т. Пунин, А. Я. Учаев и др. // ДАН, 2003, том 393, № 3. С. 326-331.
3. V.T.Punin, A.Ya. Uchaev, A.P.Morovov, A.S.Konkin, N.I.Sel'chenkova, L.A.Platonova, E.V.Kosheleva, N.A.Yukina. Universal attributes of evolution of dissipative structures emerging under the effect of thermal shock and ultrashort pulses of laser radiation. *Lecture Series on Computer and Computational Sciences* Volume 4, 2005, pp. 1888-1891.
4. В.Т. Пунин, А. Я. Учаев, Н. И. Сельченкова, Е.В. Кошелева, А.П. Моротов, А.С. Конкин, Л. А. Платонова, Л.В. Жабыка. О динамических инвариантах, определяющих универсальное поведение металлов в явлении динамического разрушения. Сборник тезисов докладов. Харитоновские научные чтения. 21-24 марта 2006, Саров. С. 50-52.

УДК 621317

## РАЗРАБОТКА РЕЦЕПТУРЫ И ИЗУЧЕНИЕ ОСТАТОЧНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ АТМОСФЕРОСТОЙКОГО КОМПОЗИЦИОННОГО МАТЕРИАЛА ДЛЯ ГЕРМЕТИЗАЦИИ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ

**Зубцов В. И.**

*Полоцкий государственный университет, г. Новополоцк, Белоруссия,  
[subcv@rambler.ru](mailto:subcv@rambler.ru)*

Развитие многих ведущих отраслей народного хозяйства - авиационной и космической техники, электронного приборостроения, судостроения, машиностроения и др.- тесно связано с широким применением полимерных материалов, работающих в условиях сложного напряженного состояния.

Целью настоящей работы являлось изучение возможности создания материала, обладающего высокой стойкостью к воздействию агрессивных сред, температуры, солнечной радиации и коэффициентом линейного термического расширения, соответствующим условиям герметизации интегральных схем

На начальном этапе работ по получению композиции армированного полиэтилена стояла задача выбора наполнителя, обеспечивающего требуемый комплекс свойств материала. С этой целью исследованы физико-механические свойства асбестонаполненного полиэтилена

Таким образом, на основании экспериментальных данных в качестве наполнителя для армирования полиэтилена было выбрано стекловолокно, аппретированное составом, обеспечивающим прочую адгезионную связь между СВ и полимерной матрицей.

Анализ полученных данных показал, что для изготовления изделий электронной техники, в частности интегральных микросхем, применяемых в условиях повы-

шенной солнечной радиации, целесообразно использовать полиэтилен высокой плотности, светостабилизированный сажей.

Значительная роль в формировании механических и теплофизических характеристик стеклопластиков принадлежит длине стекловолокна, его концентрации, степени ориентации и диспергирования в готовых изделиях. Характер распределения стекловолокна, а следовательно, и показатели свойств, зависят, в свою очередь, от технологии изготовления и переработки композиции.

Из обобщения экспериментов следует, что наиболее высокими механическими характеристиками обладают изделия, полученные литьевым способом. Для изготовления литьевых изделий рекомендуются материалы с содержанием волокна до 30–35 масс %, а экструзионных – до 20% масс и длиной волокон от 0,2 до  $3 \cdot 10^{-3}$  м. Свойства образцов улучшаются пропорционально концентрации и длине СВ.

Ввиду того, что изучаемый материал предназначен для изготовления изделий электронной техники, работающих в условиях повышенной солнечной радиации и температуры, была изучена стабильность композиций стеклонаполненного полиэтилена высокой плотности к термоокислительной деструкции.

На основании проведенных исследований разработана композиция стеклонаполненного полиэтилена с оптимальными концентрациями наполнителей: полиэтилен высокой плотности, аппретированное стекловолокно, сажа марки ДГ-100, сантонокс R, стеарат кальция, сополимер этилена с винилацетатом с содержанием винилацетатных групп.

Физико-механические свойства композиции армированного полиэтилена приведены в таблице.

**Таблица.** Физико-механические свойства композиции армированного полиэтилена

Наименование показателя	Величина показателя
Разрушающее напряжение при растяжении, Н/мм <sup>2</sup>	3,94
Модуль упругости при изгибе, Н/мм <sup>2</sup>	2254
Температура размягчения по Вика, °С	92
Температура размягчения при изгибе при напряжении, °С	86
Средний коэффициент линейного теплового расширения, град <sup>-1</sup>	$3,0 \cdot 10^{-5}$
Водопоглощение при 20°С в течение 30 суток	0,05

Использование пластмасс вместо металлостеклянных и металлических материалов для изготовления и герметизации корпусов полупроводниковых приборов значительно удешевляет производство последних. Но, несмотря на успешную работу полупроводниковых приборов в различных электронных устройствах, повышение их надежности является актуальным.

В числе других задач герметизации пластмассами полупроводниковых приборов контроль остаточных механических напряжений, появляющихся в результате усадки материала, является очень важным. Разница в тепловом расширении кристалла и выводной рамки (кристаллодержателя) является главной причиной остаточных напряжений (внутри материала) после их соединения.

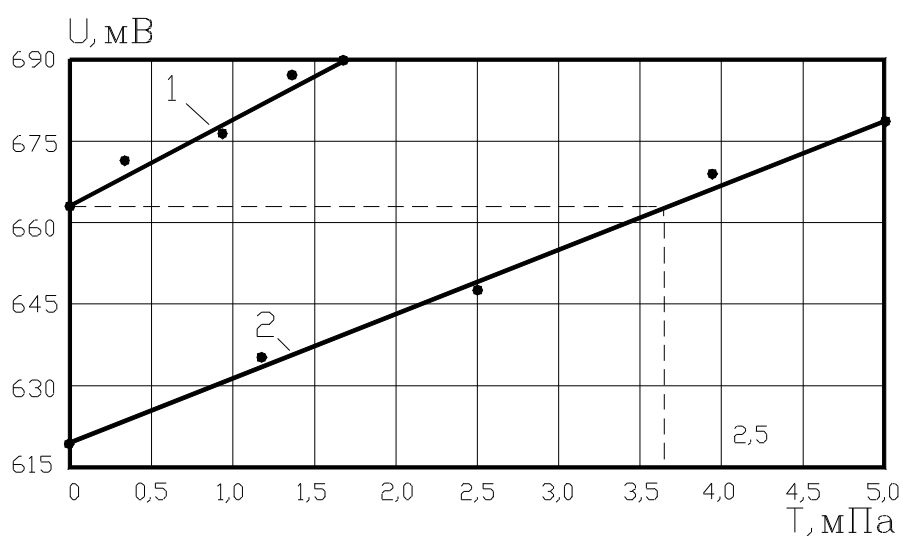
Широко используемые для контроля напряженного состояния ультразвуковые методы, а также традиционный метод посредством тензорезисторов дают обобщенную информацию о величине и характере распределения механических напряжений по сечению объекта контроля, а это недостаточная для практических целей точность.

Поэтому контроль напряженного состояния по сечению объекта, то есть внутри материалов, возможен только прямым измерением механических напряжений специальными датчиками, что является очень сложной задачей, имеющей большое практическое значение с точки зрения определения срока службы изделий в различных отраслях промышленности и представляет огромный интерес для исследования статической прочности материалов и элементов различных устройств электронной техники. Решение подобных задач существенно упрощается, когда имеются экспериментальные данные, полученные в результате статических испытаний образцов материалов.

Датчик напряжения помещался в образец контролируемого материала.

Выходные характеристики свободного датчика и датчика, помещённого во внутрь полимерного образца при нагружении, должны отличаться, во-первых, чувствительностью на величину коэффициента искажения напряжений, вызванных преобразователем как инородным включением и определенных теоретически [1], во-вторых, смещением нуля (начала характеристики) на величину внутренних напряжений.

Внутренние напряжения измерены в образцах композиционных материалов, наиболее подходящих для изготовления труб по своим физико-механическим свойствам. В образце напряжения равны 3,7 МПа. Результаты нагружений датчика показывают, что его чувствительность в материале выше чувствительности в свободном состоянии, т.к. датчик в материале является концентратором механических напряжений, рис. 1.



**Рис. 1.** Показания датчика при одноосном нагружении: 1 – в материале ; 2 – градуировочная характеристика.

## Список литературы

1. Зубцов В.И. Методы определения физических свойств деформируемых материалов с применением пьезо- и электрических систем / В.И. Зубцов: автореф. дис. ... д-ра техн. наук. – М., 2005. – 32 с.

# ВЛИЯНИЕ СТЕПЕНИ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПАМЯТИ ФОРМЫ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ Fe–Mn–Si

Маркова Г. В., Лабзова Л. В., Шустова О. Ю.

Тульский государственный университет, Тула, Россия.

[Galv.mark@rambler.ru](mailto:Galv.mark@rambler.ru)

Сплавы на основе Fe–Mn более технологичны и экономичны по сравнению с такими известными сплавами с памятью формы, как нитинолы, сплавы на основе золота и меди, в связи с чем их можно считать весьма перспективной основой для разработки материалов массового назначения с особыми свойствами. Известно, что эффект запоминания формы в Fe–Mn-сплавах обусловлен протеканием мартенситного перехода  $\gamma \leftrightarrow \epsilon$  и усиливается при добавлении в них Si, тем в большей степени, чем больше его содержание [1].

Исследовано влияние степени предварительной деформации ( $\gamma = 1 \dots 6\%$ ) в мартенситном состоянии на эффект памяти формы в сплавах Fe–23Mn–5Si и Fe–30Mn–5Si.

Характеристики формовосстановления при деформации кручением определяли на установке, разработанной на кафедре ФММ ТулГУ на основе обратного крутильного маятника РКМ-ТПИ на проволочных образцах ( $d = 1$  мм). Из результатов измерений по графикам зависимости  $\gamma(T)$  определяли характеристики формовосстановления:  $\gamma_v$ ,  $\gamma_n$ ,  $\gamma_{ост}$ ,  $\gamma_{упр}$ , температуру  $A_H$  и коэффициент формовосстановления  $K$  [2]:

$$K = \frac{\gamma_{ост} - \gamma_n}{\gamma_{ост}} \cdot 100\%$$

Общим для всех кривых является неравномерное и неполное восстановление деформации в процессе нагрева. В некоторой области температур раскручивание образца не происходит, что свидетельствует о том, что обратное мартенситное превращение еще не наступило. При повышении температуры до точки начала обратного мартенситного превращения начинается формовосстановление образца, однако при последующем охлаждении до комнатной температуры формоизменение в обратном направлении не происходит, т.е. обратного мартенситного превращения в исследованном интервале температур не наблюдается.

В сплаве Fe–23Mn–5Si при степени предварительной деформации 1% достигается коэффициент формовосстановления 38 %; при увеличении деформации до 6 %  $K$  снижается до 3...5 % вследствие увеличения доли обратимой деформации скольжением. В сплаве Fe–30Mn–5Si при увеличении предварительной деформации от 1 до 5 % наблюдается снижение коэффициента  $K$  от 63 до 7 %.

Температура начала формовосстановления (и точка обратного мартенситного превращения) снижается при увеличении степени предварительной деформации: в сплаве Fe–23Mn–5Si – от 125 до 60 °С, а в сплаве Fe–30Mn–5Si – от 110 до 80 °С.

Полученные результаты показывают, что на параметры памяти формы в сплавах Fe–Mn–Si влияет не только содержание кремния, но и количество марганца.

*Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 08-08-99048*



## Список литературы

1. Гуляев А.А., Винтайкин В.З., Оралбаев А.Б и др. Природа эффекта памяти формы в сплавах Fe – Mn – Si // Всес. Конф. по мартенситным превращениям в тврд. теле. Киев. – 1991 – 108.
2. Ильин А.А Механизм и кинетика фазовых и структурных превращений в титановых сплавах.- М.:Металлургия, 1994.-285с.

## ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСИИ В ЗАДАЧАХ МЕХАНИКИ СПЛОШНЫХ СРЕД С БОЛЬШИМИ ГРАДИЕНТАМИ

Прозорова Э. В.

*С.-Петербургский государственный университет,*  
[prozorova@niimm.spbu.ru](mailto:prozorova@niimm.spbu.ru)

Рассматривается роль изменения момента количества движения и, следовательно, изменения момента силы, которые отвечают за вращение элементарного объема, в механике сплошной среды. Существуют две формулировки условий равновесия. Одно условие-условие равновесия сил и второе-условие равновесия моментов. В случае выполнения первого условия второе условие выполняется «автоматически». Недостающим звеном в моментной теории являются замыкающие соотношения. В классической теории упругости постулируются условия равновесия сил. Тогда получается симметричный тензор напряжений, который и заменяет закон сохранения момента количества движения. 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. Основное внимание в данной работе уделено постановке сопряженных задач с учетом взаимодействия газа с поверхностью при различных условиях в широком диапазоне параметров внешней среды. Обсуждается разница постановок задач при построении внешних граничных условий для твердого тела и для газа.

## Список литературы

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
4. Прозорова Э.В. О влиянии дисперсии на законы сохранения в механике газа, жидкости и твердого тела. Математическое моделирование. 2007. N. 12 . С. 25-31.

# СТРУКТУРНЫЕ И АКТИВАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЗУЧЕСТИ НИОБИЯ В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР 77–300 К

Карасева Е. В., Мац А. В., Соколенко В. И.

*Национальный научный центр “Харьковский физико-технический институт”  
г. Харьков, Украина  
[vsokol@kipt.kharkov.ua](mailto:vsokol@kipt.kharkov.ua)*

Известно, что по достижении критических внешних воздействий происходит изменение эволюционного хода развития структуры и возникновение новых структурных элементов, что является следствием неравновесности структурного состояния кристалла [1]. Возникновение структурной неустойчивости обуславливает такие эффекты, как немонотонность изменения механических свойств, ротационная пластичность, изменение закона ползучести [2] и др. Целью данного исследования является изучение особенностей низкотемпературной ползучести и соответствующих изменений структурного состояния чистого отожженного ниобия и после больших пластических деформаций волочением.

В работе исследовали ниобий чистотой 99,9% в двух состояниях: отожженный при 1700 К в течение 1 ч и предварительно деформированный волочением на 80% при 77 К.

Показано, что практически во всем исследованном интервале напряжений и температур ползучесть отожженного ниобия описывается логарифмическим законом, только при напряжениях вблизи предела прочности наблюдается переход к степенному закону ползучести. Удельное электросопротивление в процессе деформирования на участке логарифмической ползучести увеличивается по мере роста деформации. Это свидетельствует об увеличении общей концентрации дефектов кристаллической решетки и характерно для механизмов упрочнения в процессе пластического течения [5]. При напряжениях вблизи предела прочности удельное электросопротивление материала уменьшается в процессе деформирования. Это может быть связано с перераспределением дефектов кристаллической решетки, что приводит к усилению процесса релаксации напряжений и, как следствие, изменению механизма пластической деформации.

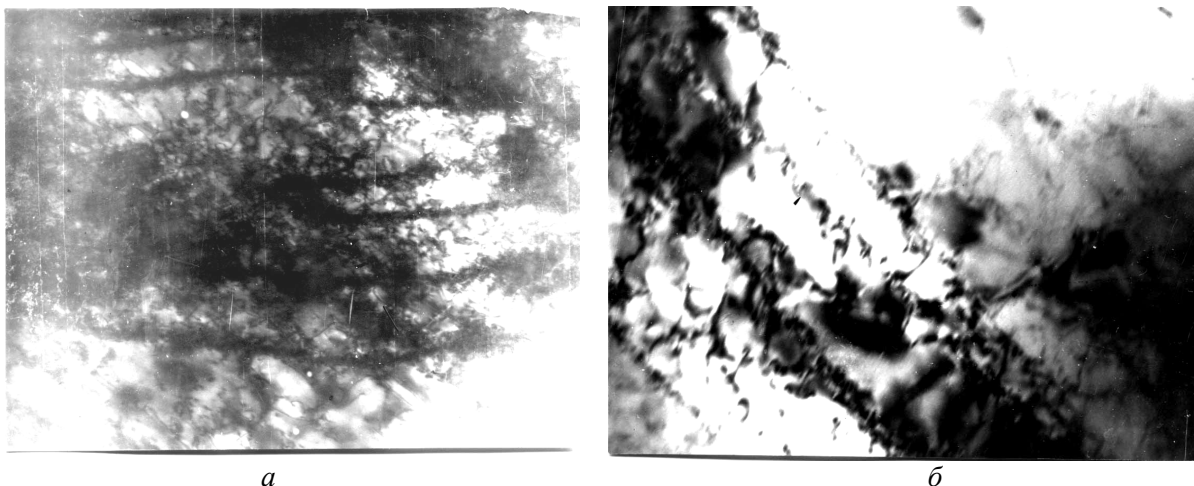
В процессе ползучести были определены и рассчитаны по формулам термофлуктуационной теории активационные параметры, характеризующие процесс пластического течения материала. Изучены их зависимости от температуры и приложенного напряжения.

Проведенные оценки позволяют сделать вывод, что активированное движение дислокаций при  $T = 77$  К контролируется барьерами Пайерлса-Набарро и точечными дефектами. При 300 К возрастает роль барьеров с более высокой энергией ( $U_0 \sim 1$  эВ,  $V_{эф} \sim 30b^3$ ), которыми могут быть, например, примеси и дислокации леса.

Проведенное электронномикроскопическое изучение структуры ниобия на различных стадиях деформации ползучести показало, что на начальных этапах деформирования наблюдается относительно однородное распределение дислокаций внутри зерен и повышенная концентрация последних в приграничных зонах (плотность  $\sim 2.10^{10}$  см<sup>-2</sup>). При увеличении деформации, вплоть до разрушения образца, наблюдается резкая зависимость эволюции дефектной структуры от кристаллической ориентации зерен по отношению к оси растяжения. При этом формирующаяся структура отличается как плотностью дислокаций, так и характером их распределения. Так уже при небольшом увеличении деформации в некоторых зернах начинают формироваться протяженные дислокационные образования, а также мощные, плот-

ностью  $\sim 9 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , дислокационные скопления у границ и их стыков. При напряжениях близких к пределу прочности видны сформировавшиеся дислокационные границы и их замкнутые конфигурации (рис. 1а).

Основным механизмом релаксации напряжений может быть поперечное скольжение дислокаций, которому способствует небольшая скорость деформирования в условиях ползучести. Это приводит к активизации процессов аннигиляции разноименных дислокаций и их поляризации, т.е. к коллективному взаимодействию и подвижности дислокационных ансамблей. Можно предположить, что при напряжениях близких к пределу прочности коллективные процессы становятся преобладающей модой пластической деформации, что проявляется в изменении характера пластического течения материала.



**Рис. 1.** Структура ниобия: *а* – после деформации ползучести ( $\varepsilon$ ) при  $T = 77 \text{ К}$   $\varepsilon = 3 \%$  ( $\times 25000$ ), *б* – после деформации волочением на 80 % при 77 К и последующей деформации ползучести  $\varepsilon \sim 1\%$  при 77 К ( $\times 50000$ ).

В связи с этим, представляет интерес изучение особенностей процессов самоорганизации сильноискаженных структур при деформировании в условиях низкотемпературной ползучести. С этой целью была исследована ползучесть ниобия, предварительно деформированного волочением на 80 % при 77 К.

Изучение структуры ниобия после волочения показало, что часть объема материала наряду с дислокациями, плотностью  $\sim 5-7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , занимают границы дислокационно-дисклинационного происхождения, вытянутые вдоль направления волочения. В теле фрагментов наблюдается большое количество поперечных границ и изгибных контуров (плотных скоплений одноименных дислокаций). Разориентировка фрагментов составляет  $\sim 8-9,5^\circ$ , а расстояние между ними  $\sim 0,12-0,3 \text{ мкм}$ . Ползучесть такого материала только при напряжениях вблизи предела текучести подчиняется логарифмическому закону, а при дальнейшем росте напряжения наблюдается увеличение скорости ползучести, и переход к степенному закону. При этом электросопротивление образца уменьшается на всех этапах деформирования.

Анализ активационных параметров и их зависимостей от напряжения при температуре 77 К позволяет сделать вывод о том, что в условиях высокой искаженности кристаллической решетки величина барьеров, контролирующих пластическое течение снижается ( $V_{\phi} \sim 2b^3$ ,  $U_0 = 0,1 \text{ эВ}$ ). Можно предположить, что в этих условиях барьеры Пайерлса-Набарро становятся основными препятствиями, контролирующими активированное движение дислокаций.

При  $T = 300\text{K}$  получены следующие активационные параметры:  $V_{\text{эф}} \sim 9b^3$  и  $U_0 = 1\text{эв}$ . Это позволяет предположить, что основной вклад в деформацию вносит дислокационное взаимодействие, локализованное в небольших объемах.

Структурные исследования образцов после деформации ползучести  $\sim 1\%$  (рис.1б) показали, что дефектная структура, созданная посредством предварительного волочения ниобия, оказывается неустойчивой при изменении условий деформации. Так плотность хаотично распределенных дислокаций резко уменьшается, формируются плотные вытянутые образования дислокаций одного знака, создающие довольно большой градиент локальных внутренних напряжений. Рассыпаются старые и образуются новые границы с меньшими углами разориентации. При этом в сохранившихся границах идут процессы перераспределения дислокаций, сопровождающиеся некоторым упорядочением, т.е. наблюдаются эффекты микролокализации деформации.

Выполнение логарифмического закона ползучести на начальных этапах формирования волоченного ниобия означает, что деформация осуществляется за счет подвижности индивидуальных дислокаций в свободных микрообластях. Однако эта мода пластичности быстро исчерпывается, что подтверждается уменьшением удельного электросопротивления материала. По сути, реализуется механизм истощения дислокаций.

Увеличение скорости ползучести с ростом напряжения свидетельствует об уменьшении уровня упруго-напряженного состояния решетки волоченного ниобия при наложении растягивающих напряжений вследствие интегрального эффекта взаимодействия дислокаций и их комплексов. На микроскопическом уровне это сопровождается разрушением исходной фрагментированной структуры и формированием новой, менее напряженной и более устойчивой к растяжению структуры.

Таким образом, низкотемпературная деформация ползучести металла в структурно-упрочненном состоянии решетки при наложении даже весьма малых напряжений приводит к преобразованию дефектной структуры с разрушением исходной ее конфигурации и формированием более устойчивой к растяжению структуры. Необходимо отметить, что в целом дислокационная структура развивается с понижением общего фона внутренних напряжений, о чем свидетельствует уменьшение удельного электросопротивления материала в процессе деформирования.

## Список литературы

1. В.И.Владимиров, А.Е.Романов Коллективные деформационные процессы и локализации деформации. Киев, Наукова думка, 1989, с.101-140.
2. Аксенов, О.И.Волчок, Е.В.Карасева, Я.Д.Стародубов Особенности низкотемпературной ползучести сплава Ni-Ti после больших пластических деформаций при 77 К.- ФНТ, 2004, т.30, №4, с.458-462.
3. В.К.Аксенов, О.И.Волчок, А.В.Мац, Я.Д.Стародубов Особенности структуры и механических свойств ванадия после больших низкотемпературных деформаций волочением. – ФНТ, 1995, т.21, 12, с.1246-1253.

# ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДА ДЕФОРМАЦИИ В УСЛОВИЯХ СВЕРХПЛАСТИЧНОСТИ

Коршак В. Ф., Шаповалов Ю. А., Крышталь А. П.

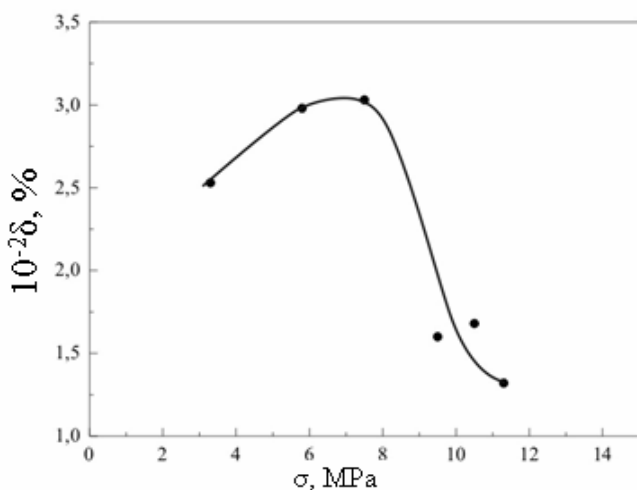
Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Харьков, Украина  
[apesin@univer.kharkov.ua](mailto:apesin@univer.kharkov.ua)

Согласно существующим представлениям, в условиях сверхпластичности перемещение отдельных зерен путем зернограницного проскальзывания (ЗГП) является основной причиной, обуславливающей деформацию образца. В последние годы представления о механизмах сверхпластического (СП) течения поликристаллов были существенно расширены. Получены экспериментальные данные о том, что СП течение реализуется системой сдвигов по полосам кооперативного ЗГП, представляющего собой согласованный сдвиг вдоль поверхностей, проходящих через все поперечное сечение образца и предельно близких к плоскостям с максимальными сдвиговыми напряжениями [1,2].

В настоящей работе представлены результаты исследований, которые свидетельствуют о проявлении гидродинамической моды деформации в условиях сверхпластичности.

Исследовали сплав Sn-38%Pb, полученный из чистых компонентов сплавлением в лабораторной печи с последующим литьем на массивную медную подложку. Слитки обжимали на ~ 75 % на гидравлическом прессе.

Механические испытания проведены в условиях ползучести при постоянном приложенном напряжении  $\sigma$  в интервале от 3,3 до 11,3 МПа; температура комнатная. Структуру образцов изучали с помощью оптического микроскопа МБС-9 и растрового электронного микроскопа JSM-840.

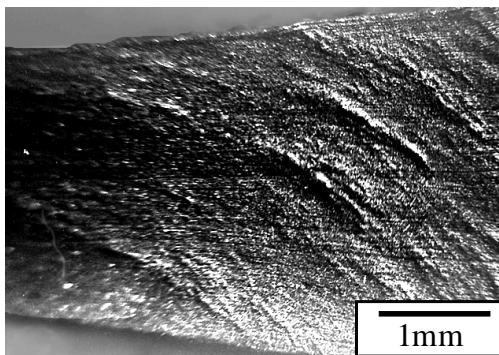


**Рис. 1.** Зависимость удлинения до разрушения  $\delta$  образцов сплава Sn-38%Pb от приложенного напряжения  $\sigma$ .  $T \approx 293 \text{ К}$ .

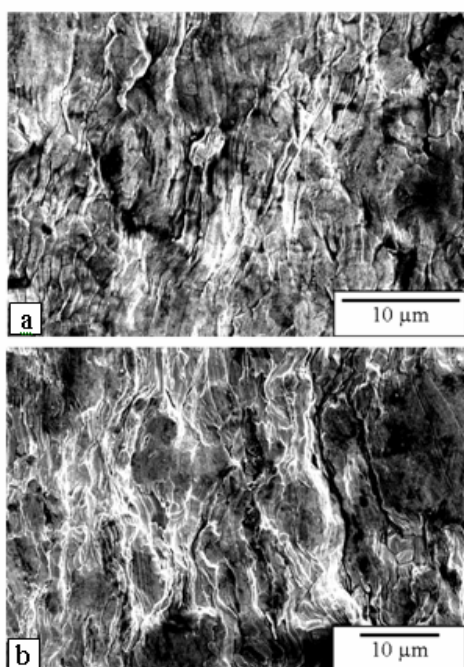
На рис. 1 представлен график зависимости удлинения до разрушения  $\delta$  от  $\sigma$ . Видно, что эта зависимость немонотонна. На ней обнаруживается максимум при  $\sigma = 7,5$  МПа. Значение  $\delta$  при этом составляет  $300 \pm 7\%$ . Эти данные, таким образом, обнаруживают СП поведение исследуемых образцов в условиях эксперимента.

На рис. 2 представлена фотография макрорельефа образца, деформированного до разрушения при оптимальном  $\sigma = 7,5$  МПа. Как видно, характер этого рельефа никоим образом не может быть связан с такими

механизмами массопереноса, как перемещение отдельных зерен путем ЗГП или групп зерен путем кооперативного ЗГП. Характер структуры поверхности исследуемых образцов показывает, что СП течение на макроуровне сопровождается возникновением системы деформационных макрополос, вначале действительно совпадающих с направлением максимальных касательных напряжений, а затем разворачивающихся в направлении  $\sigma$ . При удлинениях, превышающих ~ 100-150%, грубые макроскопические полосы постепенно рассасываются и исчезают.



**Рис. 2.** Макроструктура участка деформированного образца сплава Sn–38%Pb.  $\sigma = 7,5$  МПа.  $T \approx 293$  К. Направление растяжения совпадает с горизонталью.



**Рис. 3.** Деформационный рельеф различных участков образца сплава Sn–38%Pb.  $\sigma = 3,3$  МПа.  $T \approx 293$  К. Направление растяжения совпадает с вертикалью.

ным. Такая неравновесность возникает уже в процессе кристаллизации слитков, о чем свидетельствует объемное содержание фаз на основе олова и на основе свинца в них, которое не соответствует диаграмме состояния системы. Обнаружено, что предварительное обжатие сопровождается перераспределением компонентов сплава по толщине слитка. Поверхностные слои в результате обжатия сильно обогащаются свинцом.

Неравновесность фазового состояния обуславливает возможность протекания фазово-кинетических превращений в условиях действия внешних растягивающих напряжений. Такие превращения наблюдаются при изучении упругого и неупругого поведения сплава в условиях деформационной «накачки» в области микропластичности [3, 4].

На рис. 3 представлены микрофотографии различных участков поверхности образца, доведенного до разрушения при напряжении  $\sigma = 3,3$  МПа. Как видно, в структуре рабочей части деформированных образцов имеются достаточно обширные участки, морфология поверхности которых свидетельствует о фронтальном течении материала в них, имеющем ярко выраженный вязкий характер. При этом отдельные исследования показывают, что многие зерна в этих областях достаточно сильно вытянуты в направлении растяжения. Обращает на себя внимание присутствие большого количества вытянутых в направлении растяжения несплошностей.

Сравнение деформационного рельефа участков, прилегающих к головке, на которых степень локальной деформации не является значительной, собственно рабочей части, а также области шейки образцов, где локальная деформация составляет около 800 %, показывает, что ширина области вязко текущего материала зависит от степени деформации. Чем относительное удлинение больше, тем указанная область шире. Это позволяет сделать вывод о том, что появление и развитие указанных областей связано с развитием деформационных процессов от приграничных участков на начальных этапах в объеме недеформированного материала в процессе растяжения.

Предварительные суждения о возможных процессах, ответственных за описываемое поведение материала, можно высказать, основываясь на экспериментальных данных, полученных авторами ранее. Установлено, что фазовое состояние исследуемого сплава в условиях, когда он обнаруживает способность к СП течению, не является равновес-

Имея в виду фазовую неравновесность исходного состояния сплава, естественно предполагать, что в условиях СП течения в сплаве должны происходить структурные перестройки, сопровождающие процессы, обусловленные стремлением системы к фазовому равновесию. О реализации таких перестроек в условиях эксперимента свидетельствуют, в частности, данные о диффузном рассеянии рентгеновского излучения деформированными образцами, опубликованные в [4]. Осуществляющееся в условиях деформирования фазовое превращение обуславливает возникновение значительных внутренних напряжений, локализованных, в первую очередь, на границах зерен. Взаимодействие между собой локальных источников перенапряжений в микрообъемах формирует общее макроскопическое поле внутренних напряжений, ответственное за деформационное поведение поликристалла. Внутренние напряжения приводят к появлению дополнительных дислокаций, в частности, в связи с активацией источников Франка-Рида. В соответствии с известными представлениями, увеличение внутренних напряжений приводит к тому, что более короткие сегменты дислокаций начинают действовать как источники при одном и том же внешнем напряжении. Таким образом локальная плотность дислокаций возрастает, как это и наблюдается при фазовых превращениях [5]. В местах значительных локальных перенапряжений, которыми являются, в первую очередь, границы и прилегающие к ним области зерен, в которые развиваются начавшиеся на границах процессы деформации и инициируемые ими перестройки структуры, плотность дислокаций может достигать аномально больших значений. В конечном итоге это приводит к возникновению дислокационной структуры, которая придает движению дислокаций кооперативный характер, обеспечивающий переход поликристалла в состояние сверхпластичности.

С другой стороны, возникновение в связи с фазовым превращением областей с жидкоподобной и нанокристаллической структурой обуславливает существенное возрастание коэффициентов диффузии в материале. В конечном итоге в локальных участках поликристалла создаются условия для интенсивного дислокационно-диффузионного неконсервативного течения, сопровождающегося образованием полостей в теле или пространственным перераспределением комплексов деформируемого сплава, рекристаллизацией или зарождением и ростом выделений новой фазы и предшествующим этому образованию сегрегаций компонентов сплава на границах зерен или кластеров и т.п. [6]. Это и наблюдается в эксперименте. Пластическое течение при этом представляет собою некий гомогенный процесс, принципиально отличающийся от деформационного формоизменения поликристалла путем ЗГП.

Представленные в работе результаты, таким образом, получены впервые и представляются важными для дальнейшего более глубокого понимания сущности эффекта сверхпластичности.

## Список литературы

1. О.А. Кайбышев. Сверхпластичность промышленных сплавов. Металлург., М. (1984). 264 с.
2. О.А.Кайбышев., А.И. Пшеничнюк. Вестник УГАТУ, №1, 53 (2000).
3. В.Ф. Коршак, В.М. Аржавитин. ФММ **100**, 4, 96 (2005).
4. В.Ф. Коршак, В.М. Аржавитин, А.Л. Самсоник, П.В. Матейченко // Изв. РАН. Серия физическая, **69**, 9, 1374 (2005).
5. Р.И. Гарбер, Ж.Ф. Харитонова // В сб. Аналитические возможности метода внутреннего трения. Наука, М. (1973). С. 129.
6. А.С. Бакай. Поликластерные аморфные тела. Энергоатомиздат, М. (1987). 192 с.

# ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОСТИМУЛИРОВАННОЙ РЕСТРУКТУРИЗАЦИИ МНОГОКОМПОНЕНТНОГО МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СПЛАВА ПРИ ОДНОВРЕМЕННОЙ РЕАЛИЗАЦИИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Алиев М. А., Багинов А. А.

*Махачкалинский филиал МАДИ, Россия, г. Махачкала,  
[bukilav@rambler.ru](mailto:bukilav@rambler.ru)*

Предложена новая технология конструирования структур кристаллов методом электростимулированного деформирования, позволяющая реализовать самоорганизацию дефектных, диссипативных структур. Использован синергетический способ воздействия на кристалл, обеспечивающий условия неравновесности – созданием естественных градиентов давления, температуры и концентрации. Этим условиям удовлетворяет пластически деформируемое твердое тело (ПДТТ), по которому проходит постоянный электрический ток высокой плотности при одновременном воздействии теплового поля.

Способность сплавов в результате различных обработок принимать любую форму, упрочняться, быть свариваемыми и сплавляемыми и самое главное – находиться большей частью в пластическом состоянии, то есть в состоянии, когда деформация не вызывает разрушения, являет собой совокупность их уникальных свойств, которыми не обладают никакие другие материалы.

Многокомпонентные металлические сплавы с их необычными способностями реагировать на любое энергетическое воздействие (механическое, электрическое, магнитное, тепловое, радиационное и т.д.) являются подходящими объектами для изучения закономерностей различных структурных превращений.

Поскольку за пластичность ответственны именно дефекты, то нетрудно прийти к выводу, что электрическое воздействие наряду с традиционным тепловым воздействием, может эффективно менять характер пластического течения кристаллов. Разработка эффективных способов влияния теплового, токового и комбинированного воздействия (сочетание тепловых и электрических полей) на структуроформирование кристаллов, на прочностно-пластические свойства кристаллов и понимание физической природы процесса стимулирования эффектов пластификации, представляет научно-практический интерес.

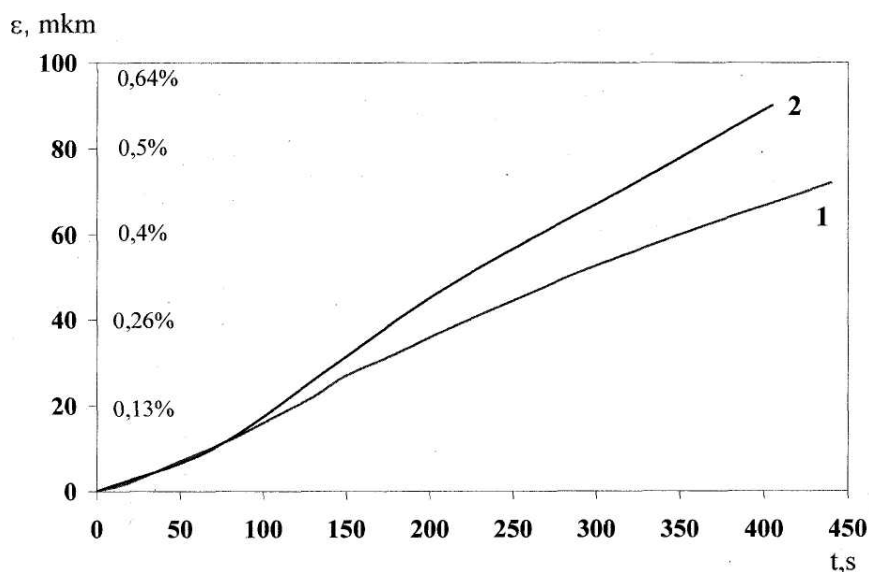
Объектами исследования выбран многокомпонентный металлический сплав Fe–Si–Al–Cu, который получен сплавлением исходных компонентов, взятых в следующем процентном соотношении 90:6:3.8:0.2 соответственно. Образцы приготавливались в виде прямоугольных брусков размером 16x8x5мм. Образцы деформировались как традиционным термопластическим способом (ТПД – способ), где образец нагревается внешней печкой сопротивления, так и новым комбинированным (ТПД+ЭПД)-способом, где образец нагревается одновременно и постоянным электрическим током высокой плотности, проходящим по образцу. Деформацию производили в вакууме в титановой ячейке с сапфировыми пуансонами, помещенную в вакуумную камеру, оснащенной всеми регулирующими деформационный процесс механизмами. Камера размещалась на установке прессового типа, позволяющей производить оба способа деформации в динамическом и статическом режимах. Датчиками для записи усилия служит тензодинамометр, а для перемещения – индуктивный преобразователь.

Суть предлагаемого нами нового комбинированного способа деформирования состоит именно в том, что образец нагревается и постоянным током, проходящим по не-



му, и одновременно поддерживается тепловым полем, создаваемым внешней печкой сопротивления, питаемой током сетевой частоты. Целью эксперимента, в котором наряду с ТПД – способом, реализован новый комбинированный способ деформирования, названный (ЭПД+ТПД) – способом, являлось выявление в сравнительном плане зависимости деформационных параметров (скорости деформирования  $\dot{\epsilon}$ , общей величины деформации  $\epsilon$  и морфологии структуры поверхности) от способов и интенсивности деформирования исследуемых образцов в динамическом и статическом режимах.

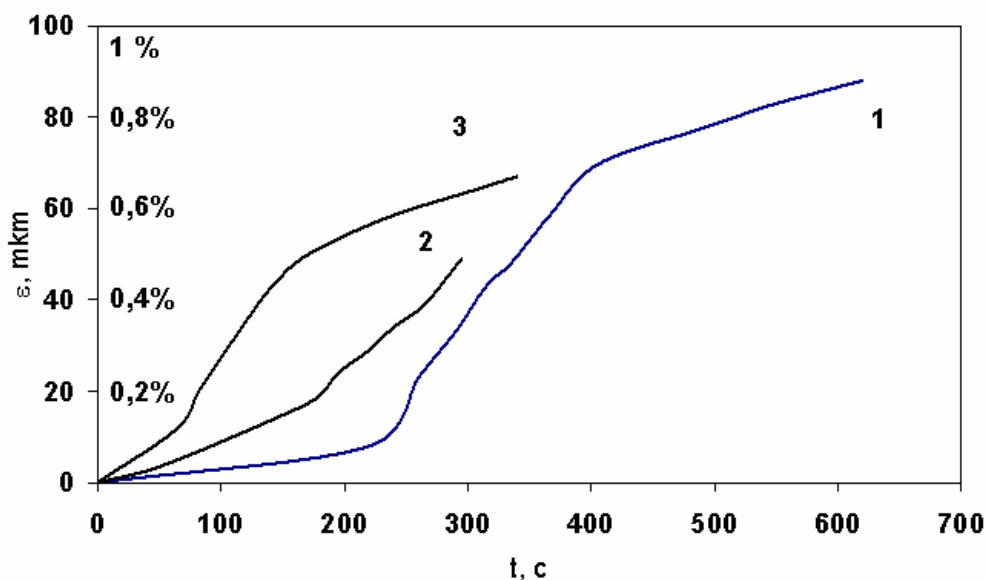
На рис.1 приведены кривые зависимости величины деформации  $\epsilon$  от ее временной развертки  $t$  для двух образцов сплава Fe-Si-Al-Cu деформированных, как традиционным термопластическим ТПД-способом (кривая 1), так и новым комбинированным (ТПД+ЭПД)- способом (кривая 2). Кривые приведены только в статическом режиме, а не в динамическом, как изначально предполагалось, из-за обнаруженного нового неожиданного эффекта пластификации сплава. Деформация начала протекать, вопреки традиционным представлениям, без приложения внешнего усилия уже при атмосферном ( $0.01 \text{ кг/мм}^2$ ) давлении, тогда как для обычной термопластической деформации при таких температурах требуется усилие большее на 2 порядка и более.



**Рис. 1** Зависимость величины деформации от ее временной развертки  $\epsilon(t)$  в статическом режиме для двух образцов сплава Fe-Si-Al-Cu при  $T = 380^\circ\text{C}$  и способах: 1 – термопластический способ,  $\sigma = 3,2 \text{ кг/мм}^2$ ; 2 – комбинированный способ,  $\sigma = 0,01 \text{ кг/мм}^2$

Скорость деформации образца  $\dot{\epsilon} = d\epsilon/dt$  при комбинированном способе значительно больше, чем при традиционном термопластическом способе, несмотря на 300-кратную разницу в усилиях. Это предоставляет нам возможность значительно снизить температуру деформирования кристаллов, что имеет важное фундаментальное и прикладное значение. При реструктурировании кристаллов с участием дефектов структуры важную роль играет механо-флуктуационное их возбуждение, что уменьшает вклад термо-флуктуационного возбуждения. Поэтому с целью выявления возможности проведения низкотемпературной деформации и особенностей проявления при этом закономерностей структуроформирования сплавов проведено исследование при температуре деформации  $T_d = 150^\circ\text{C}$  и одновременно прослежено влияние различных интенсивностей нагружения на деформационные параметры и структурные перестройки исследуемых кристаллов.

На рис.2 приведена зависимость величины деформации  $\varepsilon(t)$  от ее временной развертки для образцов сплава Fe–Si–Al–Cu при различных величинах интенсивности нагружения. Здесь соблюдается определенная корреляция – чем больше интенсивность нагружения на кристалл, тем меньше требуется времени для получения необходимой величины деформации.



**Рис. 2.** Зависимость величины деформации от временной развертки  $\varepsilon(t)$  при трех различных интенсивностях нагружения: 1 – 120 г/с, 2 – 150 г/с, 3 – 200 г/с при  $T = 150^\circ\text{C}$

Как видно из рис.2, деформация кристалла при различных интенсивностях нагружения происходит скачкообразно. Скачкообразность понимается как прерывистость, как стадийно-ступенчатый ход кривых деформаций  $\varepsilon(t)$ . Обнаруженные скачки деформаций на этих кривых связываются со сменой различных деформационных субструктур, вызванных прохождением постоянного электрического тока высокой плотности ( $j = 1.5 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$ ) по образцу. Чем больше плотность тока, тем больше число скачков деформаций. Замечено также, что чем больше размер зерен поликристаллического сплава, тем четче выявляется и стадийность. Действие тока эквивалентно приложению к кристаллам дополнительных эффективных механических напряжений.

Примененный в настоящей работе для пластической деформации постоянный электрический ток создает дополнительные эффективные напряжения, позволяя значительно снизить температуру деформирования. Движущиеся при протекании тока электроны, рассеиваются на дефектах и передают им свой импульс. Такой характер протекания процессов при реструктурировании кристаллов свидетельствует о преимуществе синергетического подхода к самоорганизации неравновесных систем.

Можно надеяться, что в качестве одного из механизмов формирования структуры в реконструируемых многокомпонентных сплавах, предложенный метод окажется перспективным.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИЧИН РАЗРУШЕНИЯ ТУРБИННЫХ ЛОПАТОК

Тарасенко Ю. П., Бердник О. Б., Царева И. Н., Кривина Л. А.

*Нижегородский филиал ИМАШ им. А.А.Благодирова РАН,  
г. Н. Новгород, Россия  
[npktribonika@yandex.ru](mailto:npktribonika@yandex.ru)*

Рабочие лопатки газовых турбин являются наиболее нагруженными деталями газотурбинных двигателей (ГТД) газоперекачивающих агрегатов (ГПА). Надежность работы лопаток определяется эксплуатационными факторами: температурой, напряжением, временем наработки, скоростью и амплитудой перепадов температур, количеством пусков, уровнем динамических нагрузок. Все эти факторы способствуют преждевременному разрушению лопаток в процессе эксплуатации, что может вызвать отказ ГТД. Наиболее распространенной причиной разрушения рабочих лопаток турбин является высокотемпературная усталость.

Цель данной работы заключалась в определении причин разрушения и исследовании характера разрушения, также факторов, вызывающих зарождение трещины и способствующих ее развитию.

## 1. Материал и методика исследования

Образцы для исследования вырезали из фрагмента разрушенной в процессе эксплуатации рабочей лопатки турбины низкого давления (ТНД) газоперекачивающего агрегата ГТК-10-4 и неразрушенной лопатки из этого же комплекта.

Химический состав материала лопаток определяли атомно-эмиссионным методом по ГОСТ 22001-87. Анализ микро- и макроструктуры лопаток проводили с помощью оптических микроскопов «Неофот-32» и МБС-9. Рентгеноструктурный анализ выполнен на дифрактометре «Дрон-3М» (Cu-K $\alpha$ -излучение). Параметры субструктуры материала определяли методом аппроксимаций из физического уширения рентгеновских линий  $\gamma$ - фазы. Микротвердость измеряли на микротвердомере ПМТ-3 при нагрузке на индентор  $\sim 1$  Н. Твердость по Виккерсу измеряли на ультразвуковом твердомере МЕТ-1У по ГОСТ 22761-77. Определение физико-механических характеристик проводили на разрывной машине У10Т по ГОСТ 1497-84.

## 2. Результаты исследований и их обсуждение

Методом атомной адсорбции установлено, что лопатки изготовлены из сложного легированного жаропрочного никелевого сплава, по химическому составу больше соответствующему ЭИ 765Л и ЭИ893Л. По результатам рентгеноструктурного анализа фазовый состав материала разрушенной лопатки представляет собой  $\gamma$ - твердый раствор легирующих элементов и карбидных фаз (типа Me $_2$ C $_6$ , Me $_7$ C $_7$ , MeC) в никелевой матрице. Рентгенографически интерметаллидные фазы в сплаве не выявлены,  $\gamma$ - фаза имеет крупноблочную субструктуру ( $\sim 5000$  Å) со средним уровнем микродеформаций в них  $\epsilon = 0,00032$ . Плотность дислокаций на границах и внутри субзерен никеля – одного порядка и составляет  $\sim 10^9$  и  $5,1 \cdot 10^9$  см $^{-2}$  соответственно.

При рассмотрении поверхности излома можно отметить три характерные зоны: зону стабильного развития трещины, зону ускоренного развития трещины и зону долома. В зоне стабильного развития усталостной трещины наблюдаются ступеньки, утоняющиеся к зоне ускоренного развития. Изгибы линий излома обусловлены неоднородностью микромеханических свойств элементов структуры в направлении максимальной интенсивности напряжений, наблюдается выкрашивание материала, сильная пористость, на отдельных фрагментах обнаружены трещины, уходящие вглубь металла. Материал в этой зоне - окисленный и рыхлый, микротвердость поверхности очень низкая: 1,6–2,05 ГПа; рельеф как бы оплавленный, с небольшой

складчатостью, что свидетельствует о термоусталостном характере разрушения. В зоне ускоренного развития трещины наблюдаются цвета побежалости от синего, до соломенного. Микротвердость в этой зоне соответствует нормативным значениям – 3,6 ГПа. Поверхность зоны долома - чистая, неокисленная и состоит из крупных (диаметром в несколько зерен) хрупко-вязких ямок. Микротвердость в этой зоне составляет 4,7–4,8 ГПа. Конец пера разрушенной лопатки загнулся; это говорит о том, что металл в этой части лопатки находится в пластичном состоянии.

Преждевременное разрушение детали могло возникнуть от комбинированного воздействия окружающей среды и циклических напряжений.

Образование трещины может быть ускорено в результате напряжения в области локальных коррозионных повреждений. Для газообразных сред перенос вещества за счет адсорбции атомов газообразной среды доминирует при высоких напряжениях. Образующиеся при высоких температурах окисные пленки, с одной стороны, взаимодействуя с металлом, препятствуют захлопыванию трещины во время сжимающей нагрузки, а с другой, могут приводить к притуплению кончика трещины и к коррозии под напряжением.

В условиях высоких температур возможны сложные взаимодействия между процессами усталости, ползучести и окисления. Влияние оксидов на процесс усталости основывается на модели повторяющегося разрушения оксидной пленки, что соответствует случаю непрерывного разрушения хрупкой поверхности пленки при деформировании. Дальнейшее окисление незащищенного металла может быть ускорено в результате окисления карбидов.

Структура металла, определенная при металлографическом анализе, крупнозернистая, равноосная соответствует литой, и состоит из  $\gamma$ -твердого раствора легирующих элементов в никеле, незначительного количества  $\gamma'$ -упрочняющей интерметаллидной фазы  $\text{Ni}_3(\text{TiAl})$  и карбидов типа  $\text{Me}_{23}\text{C}_6$ ,  $\text{Me}_7\text{C}_7$ ,  $\text{MeC}$ . В неразрушенной лопатке карбиды имеют круглую форму ( $d \approx 1\text{--}4$  мкм) и равномерно, не образуя сетки, расположены как по границам, так и по телу зерна. Матрица равномерно упрочнена карбидной и интерметаллидной фазой. Такая картина наблюдается по всему телу целой лопатки.

В разрушенной лопатке карбиды имеют вытянутую форму и располагаются преимущественно по границам зерна в виде сетки, что способствует охрупчиванию материала и приводит к образованию микротрещин; интерметаллидная фаза также располагается ближе к границе зерна. Микротвердость материала внутри зерна составляет 3,4 ГПа, вблизи границ зерна – 4,3 ГПа.

Результаты измерения микротвердости материала разрушенной лопатки показали неоднородное ее распределение по рабочей поверхности вблизи зоны разрушения. Имеется зона деформационного упрочнения микротвердостью 5,5–6,3 ГПа и разупрочненная зона, в которой микротвердость существенно меньше (~2,3 ГПа) и не соответствует нормативным требованиям, предъявляемым к жаропрочным никелевым сплавам (согласно ТУ интервал допустимой микротвердости составляет 2,95–3,70 ГПа).

Измерения, проведенные в осевом сечении целой лопатки, показали однородное распределение микротвердости по рабочей поверхности и поперечному шлифу в пределах 3,7–4,2 ГПа. Снижение прочностных свойств материала разрушенной лопатки обусловлено разрыхлением материала в результате протекания процессов высокотемпературной усталости.

Время работы при повышенных температурах (согласно акту расследования причин обрыва рабочей лопатки ТНД температура составляет 507 °С) оказалось достаточным для прогрева лопаток и их разупрочнения в связи с растворением интерметаллидной фазы, о чем свидетельствуют результаты исследований микроструктуры и

резкое снижение твердости в сечении лопатки от основания пера до места разрушения.

Результаты механических испытаний материала разрушенной лопатки показали меньшие значения относительного удлинения в 1,12 раза (с 29,8 до 26,43 %) и предела прочности в 1,45 раза (с 1,24 до 0,89 ГПа) по сравнению с целой лопаткой.

### **Выводы**

На основании результатов комплексного исследования разрушенной и целой рабочих лопаток турбины низкого давления газоперекачивающего агрегата ГТК-10-4 установлено следующее.

1. Разрушение лопатки произошло в средней части пера лопатки со стороны корыта ближе к выходной кромке в результате образования и дальнейшего развития трещины. Трещина возникла в процессе эксплуатации из-за охрупчивания границ зерен металла в этой зоне вследствие развития процессов высокотемпературной усталости.

2. Основной причиной, способствующей разрушению лопатки, явилось несоответствие химического состава ее материала регламентированному, что привело к снижению жаропрочности и работоспособности материала лопатки при повышенной температуре.

### **Список литературы**

1. Тарасенко Ю.П., Сорокин В.А., Бердник О.Б., Кривина Л.А. Определение перспективы дальнейшего использования рабочих лопаток ТВД после эксплуатации в течение двух назначенных сроков и промежуточного, Сбор. науч. трудов «Фундаментальные проблемы машиноведения. Новые технологии и материалы», Н.Новгород 2006, С.104.
2. Матвиенко А.Ф., Балдин А.В. Исследование изломов лопаток осевого компрессора из стали 20Х13, *Металловедение и термическая обработка металлов*, № 6, 1981, С. 39-41.
3. Усталость материалов при высокой температуре. Под ред. Скелтона Р.П./Пер. с англ. – М.: Металлургия, 1988, 343 с.
4. Самсонович Е.Н., Харитонов А.Н. Фрактографические особенности и механизм усталостного разрушения сталей 20ГЛ и 20ГФЛ, *Металловедение и термическая обработка металлов*, № 6, 1981, С.41-44.
5. ГОСТ 227661-77 Металлы и сплавы. Метод измерения твердости по Бринеллю переносными твердомерами статического действия
6. Тарасенко Ю.П., Леванов Ю.К., Царева И.Н., Щеголев И.Л., Черников А.И. Оценка постэксплуатационного состояния лопаток ТНД агрегата ГТК-25И и технология продления их ресурса, *Газотурбинные технологии*, 2004, №7 (34), с.26-29.

УДК 621.37

## **РЕМОНТ РАБОЧИХ ЛОПАТОК ПАРОВЫХ ТУРБИН**

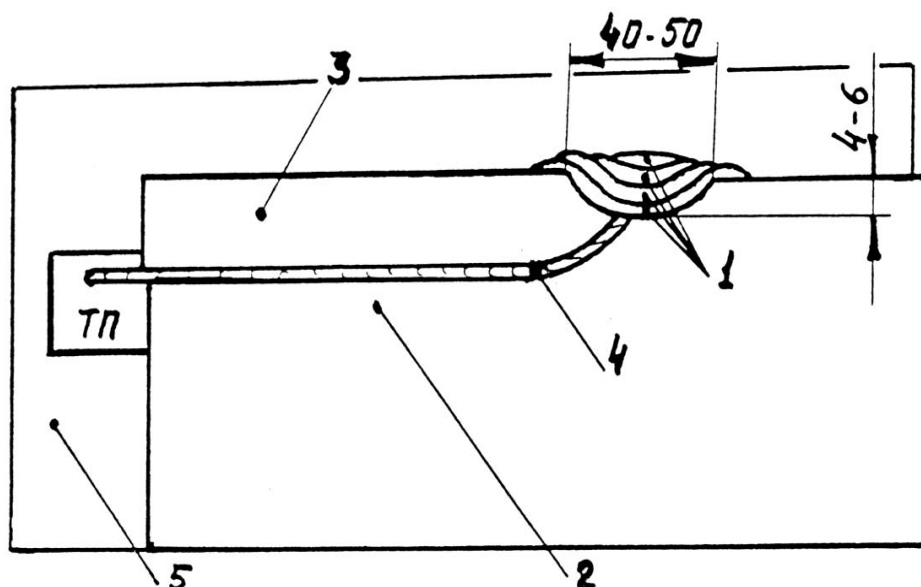
**Демидов А. Н., Хромченко Ф. А.**

*Московский энергетический институт (Технический университет), Москва,  
[an-demidov@yandex.ru](mailto:an-demidov@yandex.ru)*

Рабочие лопатки паровых турбин длительно работают в тяжелых условиях под воздействием пара с температурой порядка 250 °С, что постепенно приводит их к повреждению. Типичными эксплуатационными повреждениями рабочих лопаток последних ступеней паровых турбин являются эрозионный износ в сочета-

нии с усталостью металла входной кромки лопатки и отрывом защитных стеллитовых пластинок. До сих пор ремонт таких лопаток из высокохромистой стали выполняли в основном путем нанесения высоконикелевой аустенитной наплавки без последующей термической обработки с обязательной приваркой стеллитовых пластинок. Однако наличие аустенитной наплавки неизбежно приводит к получению сварного соединения с резкой химической, структурной и механической неоднородностью металла по зонам, что может являться одной из причин преждевременного повреждения отремонтированных рабочих лопаток.

В настоящей работе разработана новая технология ремонта, обеспечивающая высокую эрозионную стойкость и усталостную прочность входной кромки лопаток за счет получения на всей протяженности кромки лопатки однородного по структурному классу металла высокохромистой стали. Данная технология восстановления работоспособности рабочих лопаток заключается в приварке вставок из высокохромистой стали к телу лопатки и последующем нанесении высокохромистой наплавки на входную кромку в зоне аустенитного шва с проведением последующей термической обработки по режиму высокого отпуска (рис.1).



**Рис. 1.** Технология восстановления лопаток паровых турбин:

1 – высокохромистая наплавка, 2 – тело рабочей лопатки, 3 – привариваемая вставка, 4 – аустенитный высоконикелевый шов, 5 – медная подложка

В процессе разработке технологии были подобраны оптимальные режимы сварки и последующей термической обработки. Так же было выбрано необходимое для этих целей технологическое оборудование. Выполнен контроль свойств и микроструктуры металла без образцовым способом. Результаты контроля показали, что уровень механических свойств металла отремонтированной рабочей лопатки соответствует уровню не поврежденного металла, а микроструктура оказалась сорбитной и стабильной на всей протяженности кромки рабочей лопатки.

## РАВНОВЕСНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МЕТАНА В УГОЛЬНЫХ ПЛАСТАХ

Алексеев А. Д., Фельдман Э. П.

*Институт физики горных процессов НАН Украины, Донецк, Украина*  
[feldman@depn.fti.ac.donetsk.ua](mailto:feldman@depn.fti.ac.donetsk.ua)

Прочностные характеристики угля в значительной мере определяются содержащимся в нем газом, чаще всего – метаном. Давление метана в угольном пласте зависит от степени метаморфизма, глубины залегания, геотехнических и физических характеристик пласта. Обычно давление метана составляет определенную, порядка двадцати-тридцати процентов, долю горного давления.

Метан в угле, согласно представлениям, развитым в [1], находится в виде свободного газа – в порах угля и, в виде твердого раствора – в мелких,  $\sim 10^{-5} \div 10^{-4}$  см, блоках угольного вещества. Концентрация газа в блоках пропорциональна давлению метана в порах (закон Генри). Коэффициент пропорциональности, т.е. растворимость метана в угле, критическим образом (экспоненциально) зависит от отношения энергии связи к температуре. Все же при комнатной (или несколько повышенной) температуре метан в основном, как показывают оценки, находится в порах угля.

Поскольку поры в угле сообщаются друг с другом посредством системы каналов и трещин, то в состоянии термодинамического равновесия давление метана, на первый взгляд, должно быть одинаковым во всех точках пласта. В действительности это не так из-за влияния газа на напряженно-деформированное состояние пласта. При конкретных расчетах необходимо учитывать как собственную энергию метана, так и упругую энергию угольного каркаса, который подвержен воздействию как внешнего горного давления, так и давления газа на стенки пор. Поскольку пласт всегда неоднороден по физико-механическим характеристикам (упругим модулям, пористости, растворимости), то и плотность упругой энергии, а, следовательно, и давление метана будут различны в разных участках пласта. Другой причиной неоднородности давления метана является неоднородность внешнего давления. Эта последняя наблюдается как в местах геологических нарушений, так и вблизи горных выработок (т.н. опорное давление). Очевидно, что места повышенного давления метана потенциально опасны, поскольку могут быть местами формирования внезапных выбросов газа, угля и породы. Поэтому актуальность задачи предсказания локализации участков скопления метана несомненна. Мы предприняли попытку теоретического решения этой задачи, исходя из известных представлений равновесной термодинамики.

С этой целью был рассмотрен термодинамический потенциал Гиббса системы метан – уголь. Он является суммой трех слагаемых: потенциала свободного газа, упругой энергии угольного каркаса и энергии твердого раствора метана в блоках угля. Метан в порах угля можно считать идеальным газом, для которого все энергетические характеристики хорошо известны. То же самое можно утверждать относительно твердого раствора, поскольку на практике концентрация  $c$  метана в этом растворе мала.

Для упругой энергии каркаса мы получили формулу, содержащую хорошо определяемые в лабораторных и шахтных экспериментах параметры. В итоге получено следующее выражение для плотности  $j$  потенциала Гиббса угольно – газового массива:

$$j(P, P_m) = \frac{1}{2(1-g)} \left[ \frac{(P_m - gP)^2}{K} + \frac{3g}{G} (P_m - P)^2 \right] + gP \ln \frac{P}{P_T} + (1-g)(c\gamma + cT \ln c\Omega)$$

Здесь  $P$  – давление метана,  $P_m$  – внешнее (горное) давление,  $K$  и  $G$  – модуль всестороннего сжатия и модуль сдвига,  $g$  – пористость угля,  $T$  – абсолютная температура,  $P_T$  – известная величина размерности давления. Минимизация потенциала Гиббса по отношению к перераспределению давления  $P$  позволяет получить рабочее соотношение:

$$\frac{g}{(1-g)[g+n(1-g)]} \left[ \left( \frac{g}{K} + \frac{3}{4G} \right) P(x) - \left( \frac{1}{K} + \frac{3}{4G} \right) P_m(x) \right] + \ln \frac{P(x)}{P_T} = const,$$

которое дает возможность определить как места скопления метана, так и локальное превышение давления над средним по пласту.

Из результатов отметим следующее:

1) Вблизи мест повышенного внешнего давления превышение давления метана над средним может достигнуть 10 ÷ 15%. Необычный эффект перетекания газа в сторону повышенного внешнего давления обусловлен тем, что газ создает противодействие, значительно уменьшающее сдвиговые напряжения в угольном каркасе. А известно, что именно сдвиговые напряжения играют основную роль в деформации и разрушении угля.

2) Даже если внешнее давление однородно, то газ будет собираться в местах, где модуль сдвига много меньше среднего. В этих местах давление повышается на 5-10 атм. Иными словами, имеется тенденция к скоплениям метана в местах ослабления угольного каркаса.

В обоих указанных случаях создаются предпосылки для возникновения опасности взрыва на этих участках.

## Список литературы

1. Алексеев А.Д., Василенко Т.А., Фельдман Э.П. и др. // ЖТФ, 2007, т.77, №4, с.65.

## СИЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СФЕРИЧЕСКИХ СЕГМЕНТОВ ИЗ СПЛАВОВ TiNi ПОСЛЕ ИХ ПЕРЕГРЕВА

**Бондарев А. Б., Хусаинов М. А.\*, Андреев В. А., Летенков О. В.\***

*Промышленный центр «МАТЭКС. Москва. [andreev@mateks.ru](mailto:andreev@mateks.ru)*

*\* Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого. Великий Новгород. [Mikhail.Khusainiv@novsu.ru](mailto:Mikhail.Khusainiv@novsu.ru)*

Обнаруженное нами явление скачкообразного восстановления формы сферического сегмента [1] при отогреве, активно изучается. Показано [2,3], что сферические сегменты (рис.1) после их прогиба в мартенситном состоянии, зеркально исходному очертанию, при отогреве теряют устойчивость и прощелкивают к центру кривизны с хлопком. При этом эффект хлопка реализуется, если сегмент свободен по краям. Выпуклые сегменты, защемленные по краям, не прощелкиваются.





Рис. 1. Общий вид сферического сегмента.

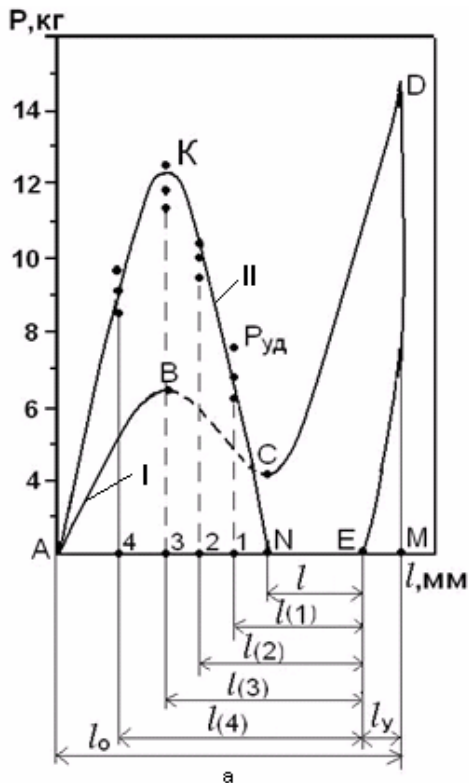


Рис. 2. Диаграммы деформирования сегмента I и изменения силы удара при отогреве II. ABCD – кривая нагружения, DE – разгрузки, E – восстановление формы. В точке N – потеря устойчивости,  $l_i$  – свободный ход до противодействующего тела 1, 2, 3 и т.д. AKN – распределение силы ударов от  $l_i$ .

восстанавливающиеся в материале силовые характеристики ( $P_{уд}$  и  $P_r$ ) выпуклых сегментов при отогреве. Перегревы сферических сегментов в интервале  $(100-250)^\circ\text{C}$  проводились в муфельной печи, как в свободном, так и в заневоленном состояниях. На рис. 3 приведены данные изменения силы удара ( $P_{уд}$ ) и реактивных усилий ( $P_r$ ), развивающихся в материале сегментов после вылеживания в печи при  $100^\circ\text{C}$ . Выпуклый сегмент находится в печи в свободном состоянии. Видно, что с увеличением длительности выпуклого сегмента сила удар возрастает. Перегревы при указанной температуре ( $100^\circ\text{C}$ ) как бы выполняют роль тренинга, упрочняя сплав вследствие фазового на-

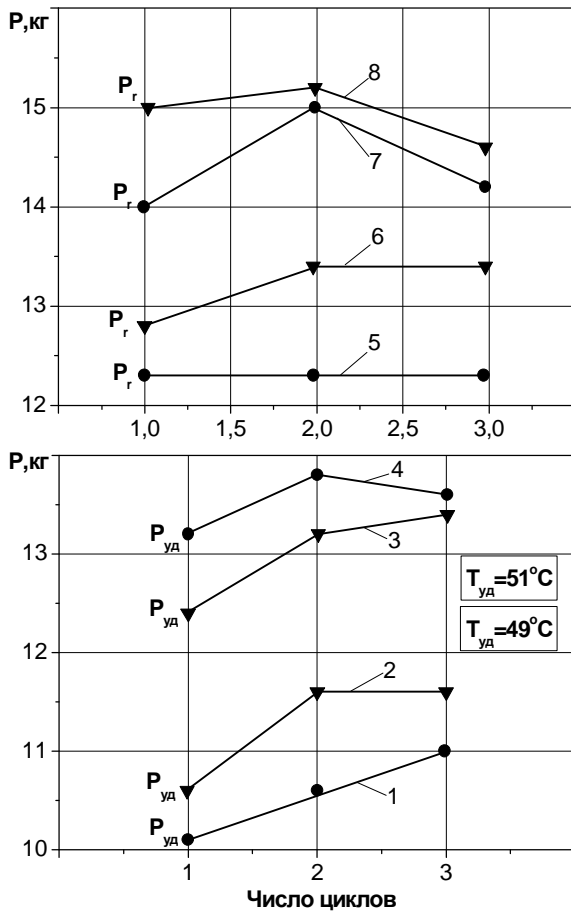
Восстановление сообщенной в мартенсите деформации происходит с хлопком, как при отсутствии противодействующего тела, так и при его наличии. В последнем случае эффект хлопка сопровождается ударом о контртело. Силу удара можно определить, если противодействующим телом является динамометр. Реализовать условия, обеспечивающие удар максимальной силы, оказалось достаточно трудно. Экспериментальные и теоретические исследования зависимости силы удара от геометрических параметров ( $D$ ,  $h$ ,  $R$ ) сферических сегментов позволили установить взаимосвязь между ними [4, 5] и найти их оптимальные значения.

Важнейшим условием надежности изделий с использованием сферических сегментов является обеспечение стабильного их срабатывания при многократном повторении циклов: прогиб в мартенсите  $\leftrightarrow$  отогрев до аустенитного состояния с ударом, дл выполнения исполнительного действия. В этой связи необходима гарантированная работоспособность такого рода элементов.

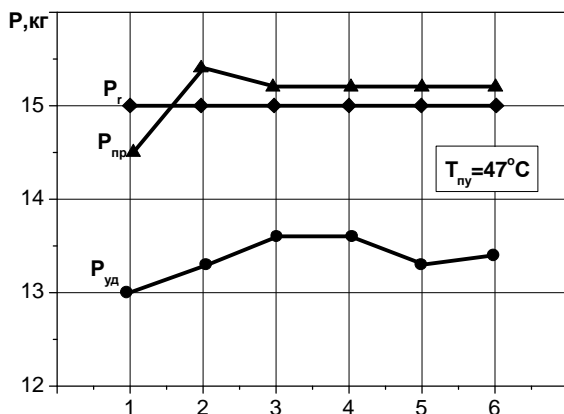
Здесь следует обратить внимание и на возможность перегрева активного элемента, например, в запорных клапанах-отсекателях [6,7]. Это обстоятельство так же, как, например, появление микротрещин, неизбежно вызовет снижение уровня развивающихся реактивных напряжений. Механическое поведение сферических сегментов после перегрева, когда температура данного объекта становится много выше  $A_f$ , не изучено. На рис. 2 представлены типичные диаграммы нагружения  $\leftrightarrow$  разгрузка с последующим отогревом, в ходе которого реализуется эффект хлопка с реализацией эффекта хлопка с ударом о силоизмеритель. Измерение силовых характеристик осуществлялось на разрывной машине FPZ-1.0 (Германия).

В данной работе представлены результаты исследования влияния перегревов на развивающиеся в материале силовые характеристики ( $P_{уд}$  и  $P_r$ ) выпуклых сегментов при отогреве. Перегревы сферических сегментов в интервале  $(100-250)^\circ\text{C}$  проводились в муфельной печи, как в свободном, так и в заневоленном состояниях. На рис. 3 приведены данные изменения силы удара ( $P_{уд}$ ) и реактивных усилий ( $P_r$ ), развивающихся в материале сегментов после вылеживания в печи при  $100^\circ\text{C}$ . Выпуклый сегмент находится в печи в свободном состоянии. Видно, что с увеличением длительности выпуклого сегмента сила удар возрастает. Перегревы при указанной температуре ( $100^\circ\text{C}$ ) как бы выполняют роль тренинга, упрочняя сплав вследствие фазового на-

клепа [3]. В результате повышаются  $P_{уд}$  и реактивные усилия ( $P_r$ ), т.е. наблюдается закономерный рост силовых характеристик сферических сегментов.



**Рис. 3.** Влияние деятельности перегрева выпуклого сегмента при  $100^\circ\text{C}$  на силовые характеристики  $P_{уд}$  (1–4),  $P_r$  (5–8). 1,5 – исходное состояние; 2,6 –  $100^\circ\text{C}$ , 5 мин; 3,7 –  $100^\circ\text{C}$ , 35 мин; 4,8 –  $100^\circ\text{C}$ , 95 мин.



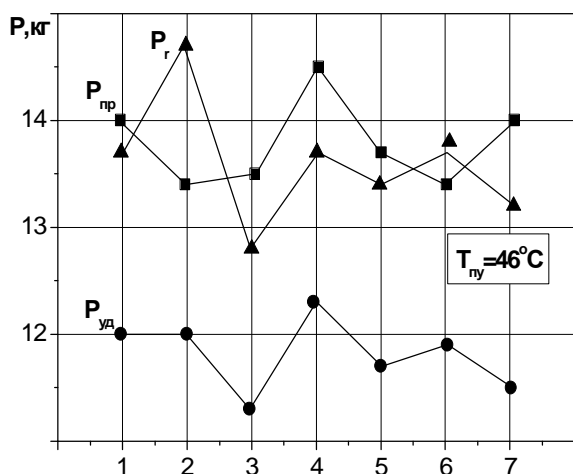
**Рис. 4.** Изменение силовых характеристик после гистерезиса в зацеволенном состоянии ( $150^\circ\text{C}$ , 1 ч).

но существенно снизились относительно данных, полученных до перегрева (рис.6).

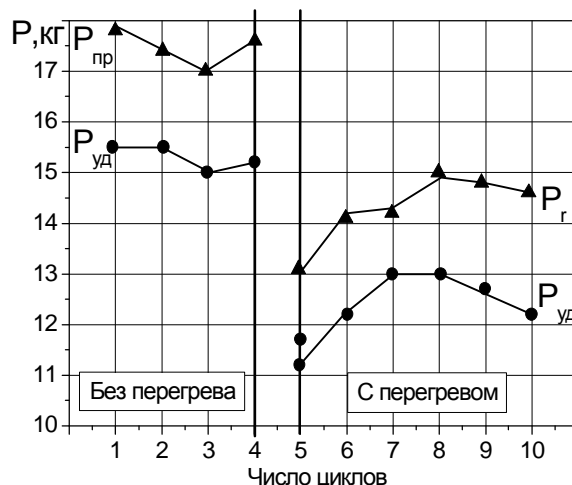
Повышение температуры до  $150^\circ\text{C}$  не отражается на силовых характеристиках (рис. 4). Показано, что они находятся примерно на одном уровне при ошибке измерения в 1 кг.

На рис. 4 представлены кривые  $P_{уд}$ ,  $P_r$  и  $P_{пр}$  после перегрева сегмента при  $150^\circ\text{C}$ , 1 ч в зацеволенном состоянии. Видно, что усилие прогиба ( $P_{пр}$ ) ниже реактивной силы, генерирующей в материале при отогреве. При этом сила удара достигает больших значений (13–13,5) кг. Полученные результаты свидетельствуют о том, что работа, затраченная на прогиб сегмента в мартенсите, компенсируется почти полностью, при отогреве. Это состояние представляется чрезвычайно важным с практической точки зрения. Температуры потери устойчивости ( $T = 47^\circ\text{C}$ ) в этом случае ( $T_{пу}$ ) повышается незначительно относительно температуры окончания обратного мартенситного превращения ( $A_K = 45^\circ\text{C}$ ). Следует отметить, что в процессе эксплуатации запорных клапанов-отсекателей [6,7] возможны ситуации, в которых активный элемент (сферический сегмент) может находиться в условиях дискретного повышения температур при которых возможна релаксация генерируемых усилий. В связи с этим перегревы выпуклых сегментов в зацеволенном состоянии проводились в условиях ступенчатого повышения температуры с накоплением времени выдержки до 3,5 часов (рис.5). Видно, что по сравнению с перегревом при  $150^\circ\text{C}$  силовые характеристики снизились незначительно, несмотря на повышение конечной температуры до  $200^\circ\text{C}$ .

После перегрева сферического сегмента в свободном состоянии при температуре  $250^\circ\text{C}$ , 1,5 ч силовые параметры  $P_{уд}$  и  $P_r$  практически остались на уровне перегрева при  $200^\circ\text{C}$ ,



**Рис. 5.** Изменение силовых параметров после ступенчатого перегрева по режиму 100°C, 90 мин + 150°C, 60 мин, 200°C, 60 мин в заневоленном состоянии.



**Рис. 6.** Влияние перегрева (250°C, 1,5 ч) сферических сегментов в свободном состоянии на силовые характеристики ( $P_{уд}$ ,  $P_r$ ), 420°C, 1,5 ч.

Перегрев при 250°C, 1,5 ч в заневоленном состоянии привел к полному подавлению эффекта памяти формы. Явление прощелкивания не наблюдалось.

Таким образом, по результатам проведенных исследований можно сделать заключение, что перегрев сферических сегментов в защемленном состоянии запорных клапанов недопустим. Предельной температурой эксплуатации запорных клапанов-отсекателей или другого типа устройств с использованием сферических сегментов в качестве активных элементов можно считать 200°C.

### Список литературы

1. Хусаинов М.А., Летенков О.В., Пазгалов А.Ф., Беляков В.Н. Исследование устойчивости мембран из никелида титана. Материалы со сложными функционально-механическими свойствами компьютерное конструирование материалов. Новгород, 1994. С. 152-158.
2. Khusainov M.A., Malukhina O.A., Belykov V.N., Letenkov O.V.// Proceedings of the Second International Conference on Shape Memory and Superelastic Technologies (SMST-97).USA, California, Alisomar Conference Centre Pasifik Grove.206 March 1997. P.215-219.
3. Хусаинов М.А. Сплавы никелида титана с памятью формы. Ч.1. Структура, фазовые превращения и свойства/ Под ред. В.Г.Пушина. Екатеринбург, УрО РАН, 2006. С.226-242.
4. Попов С.А., Хусаинов М.А., Бондарев А.Б., Андреев В.А. Моделирование эффекта прощелкивания с хлопком выпуклых сегментов из сплавов с памятью формы // Вестник НовГУ. Сер.: Технические науки 2005. №34. С.12-16.
5. Попов С.А., Хусаинов М.А., Бондарев А.Б., Андреев В.А. Оптимизация геометрических параметров выпуклых сегментов из сплавов никелида титана с памятью формы // Вестник НовГУ. Сер.: Технические науки 2006. № 39. С.28-30.
6. Хусаинов М.А. Патент РФ №2182272 от 10.05.02 / Запорный клапан-отсекатель // Бюл. №7.
7. Хусаинов М.А., Тамбулатов Б.Я., Ларионов А.Г., Малухина О.А. Патент РФ №2171937 от 10.08.01 / Термоклапан //Бюл. № 22.

## НЕМОНОТОННАЯ ОБРАТИМАЯ ПАМЯТЬ ФОРМЫ В НИКЕЛИДЕ ТИТАНА

Моторин А. С., Нахатова Г. Г., Новосельский А. В., Разов А. И.

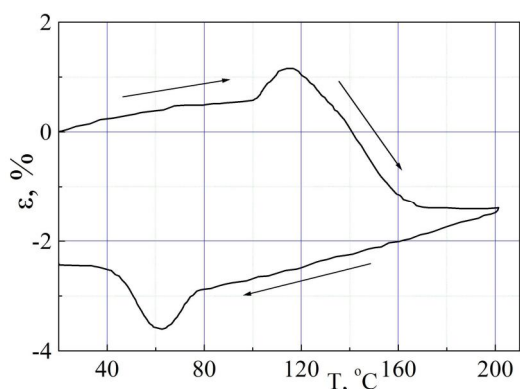
Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия  
[razov@smel.math.spbu.ru](mailto:razov@smel.math.spbu.ru)

Сплавы с эффектом памяти формы с момента их открытия привлекают внимание инженеров и конструкторов, которые небезуспешно применяют уникальные свойства этих сплавов в различных областях техники и медицине. Однако большая часть всех удачных реальных применений связана с использованием однократного эффекта памяти формы. Лишь в последнее десятилетие появились прецизионные устройства, в которых рабочий элемент действует за счет обратимой памяти формы, что является результатом значительного прогресса в технологиях передела и термомеханической обработке сплавов с ЭПФ. Из литературы видно, что одна из тенденции современного технического развития связана с устройствами микро- и наноразмеров, в которых учитывают при разработке или используют все более и более тонкие эффекты, обусловленные обратимыми мартенситными превращениями. Вследствие этого приобретают практический интерес и становятся актуальными эффекты более малого порядка. Среди них можно выделить реверсивные эффекты, заключающиеся в немонотонном изменении деформации при монотонном изменении температуры. Такие эффекты в никелиде титана впервые были обнаружены в лаборатории прочности материалов НИИ Математики и Механики Ленинградского государственного университета – сначала однократные [1], а затем и обратимые [2,3]. Способы формирования однократных эффектов достаточно сложны для реализации. Так, например, один из них заключается в охлаждении сплава через интервал температур прямого мартенситного превращения под нагрузкой, а затем материал требуется деформировать в мартенситном состоянии в противоположном направлении. Во втором способе охлаждение через интервал температур прямого мартенситного превращения под нагрузкой приостанавливают, разгружают образец, нагружают в противоположном направлении, и продолжают охлаждение. После проявления однократного реверсивного эффекта можно получить и обратимую реверсивную память формы. Обратимый эффект такого типа также можно получить термоциклированием под напряжением через интервал прямого и обратного мартенситных превращений [2]. В данной работе мы возвращаемся к этой теме в связи с тем, что во время исследования свойств никелида титана при высокоскоростном нагружении реверсивная обратимая память формы была получена как побочный результат после простого воздействия – деформирования в аустенитном или двухфазном состоянии.

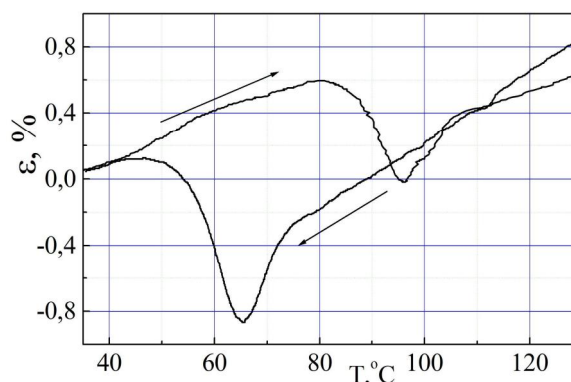
Объектом исследования служил никелид титана эквивалентного состава с температурой начала прямого мартенситного превращения  $M_n = 75^{\circ}\text{C}$ . Образец с рабочей частью диаметром 5 мм и длиной 9 мм отжигали при  $500^{\circ}\text{C}$  1 час и деформировали растяжением в аустенитном состоянии со скоростью  $1,1 \cdot 10^3 \text{ c}^{-1}$  при температуре  $110^{\circ}\text{C}$  до 10,3% остаточной деформации. Затем исследовали изменение длины образца при термоциклировании через интервал обратимого мартенситного превращения. Измерения проводили в специально сконструированной автоматизированной дилатометрической установке с датчиком перемещения ЛИР-15 чувствительностью 0,5 мкм.

Изменение деформации образца при последующем нагревании и охлаждении представлено на рис.1, а полный цикл реверсивной обратимой памяти формы – на рис.2. При первом нагревании наблюдали однократный эффект памяти формы, кото-

рый свидетельствовал о том, что в процессе деформирования частично произошло прямое мартенситное превращение и образовался устойчивый остаточный мартенсит, несмотря на то, что деформирование проводили в аустенитном состоянии при температуре 110<sup>0</sup>С.



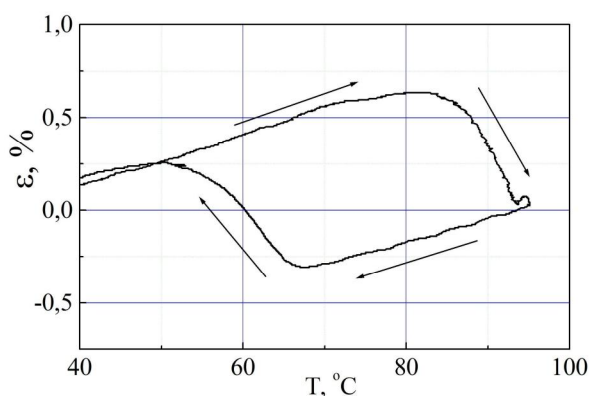
**Рис. 1.** Зависимость деформации от температуры при нагревании и охлаждении сплава TiNi после деформирования растяжением в аустенитном состоянии до 10,3% остаточной деформации.



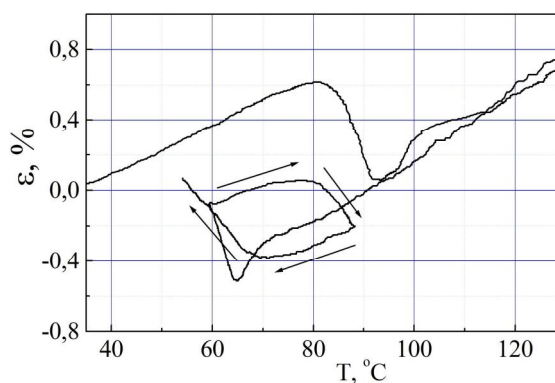
**Рис. 2.** Реверсивная обратимая память формы в сплаве TiNi эквиатомного состава после деформирования растяжением в аустенитном состоянии при температуре 110<sup>0</sup>С до 10,3% остаточной деформации.

Основными условиями получения эффекта реверсивной обратимой памяти формы (ЭРОПФ) являются возможность формирования двух эффектов обратимой памяти формы (ОПФ) – мартенситного и аустенитного типов, или наличием в сплаве многостадийного обратимого мартенситного превращения [3]. Кроме того, необходимо, чтобы ОПФ мартенситного и аустенитного типов были бы реализованы либо в различных температурных интервалах или в различных областях объема образца. В последнем случае ЭРОПФ может быть получен не только за счет сосуществования двух типов ОПФ, а за счет реализации только одного ее типа [1].

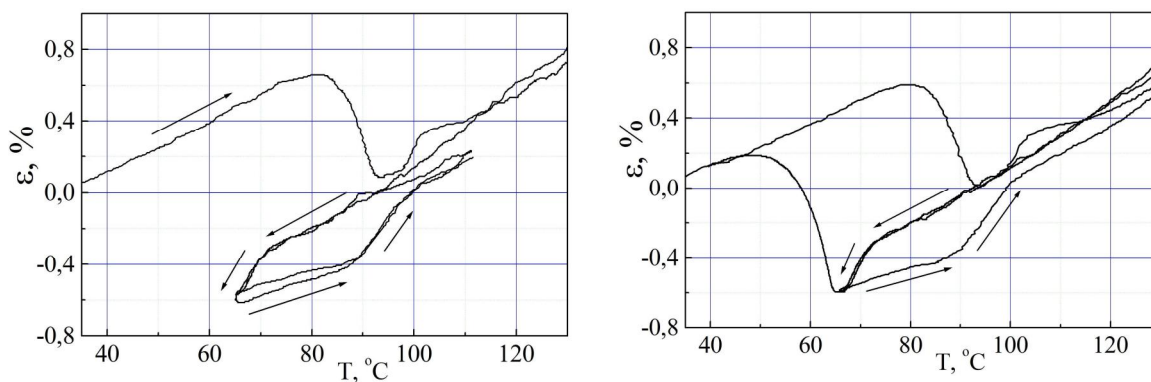
Сформированную нагружением в аустенитном состоянии реверсивную обратимую память формы можно отнести к классическому случаю – суперпозиции двух типов обратимой памяти формы, доказательством чему служат рис.3–5, на которых изображены различные варианты реализации ОПФ мартенситного и аустенитного типов, включая различные последовательности нагревания и охлаждения.



**Рис. 3.** Реализация обратимой памяти формы мартенситного типа при нагреве от комнатной температуры.



**Рис. 4.** Реализация обратимой памяти формы мартенситного типа после охлаждения из зоны высоких температур



**Рис. 5.** Обратимая память аустенитного типа

В работе [4] было установлено, что ЭРОПФ не сводится к простому суммированию ОПФ мартенситного и аустенитного типов. В нашем случае этот факт имеет дополнительное подтверждение в виде несимметричности петель ОПФ (рис.4, 5), особенно ОПФ аустенитного типа (рис.5). Очевидно, что начало реализации ОПФ мартенситного типа начинается раньше, чем заканчивается деформационный процесс, связанный с ОПФ аустенитного типа. Характерная черта ЭРОПФ, заключающаяся в том, что в первой возвращается деформация, которая была задана в последнюю очередь [1], также наблюдается в нашем случае.

В качестве заключения можно отметить, что найден простой способ инициации эффекта реверсивной обратимой памяти формы в никелиде титана, заключающийся в деформировании сплава в аустенитном состоянии. ЭРОПФ при этом представляет собой суперпозицию аустенитной и мартенситной обратимой памяти формы. Получено дополнительное подтверждение того, что эффект реверсивной обратимой памяти формы не является простым суммированием двух эффектов обратимой памяти формы. С практической точки зрения реверсивный характер деформирования позволяет осуществить одно и то же деформационное поведение материала, например, сжатие, за счет независимой реализации мартенситного и аустенитного типов памяти формы в отличных друг от друга температурных интервалах и при различных последовательностях нагревания и охлаждения.

*Авторы благодарят Российский Фонд Фундаментальных Исследований за поддержку – грант № 08-01-00605.*

### Список литературы

1. Кузьмин С.Л., Лихачев В.А., Тошпулатов Ч.Х. Эффект реверсивной памяти формы при знакопеременном деформировании // ФММ. 1986. Т.61, №1. С.79-85.
2. Беляев С. П., Кузьмин С. Л., Лихачев В. А. Обратимый эффект памяти формы как результат термоциклической тренировки под нагрузкой // Проблемы прочности. 1988. № 7. С. 50-54.
3. Беляев С.П., Ермолаев В.А., Кузьмин С.Л., Лихачев В.А., Чунарева Е.Н. Эффект реверсивной обратимой памяти формы в сплавах на основе никелида титана // ФММ. 1988. Т.66, Вып.5. С.926-934.
4. Беляев С. П., Кузьмин С. Л., Лихачев В. А., Щербакова Л. Н. Закономерности проявления эффектов обратимой памяти формы в никелиде титана // Изв. вузов. Физика. 1990. Т. 33, № 5. С. 120-122.

## ПОЛУЧЕНИЕ ГРАДИЕНТНЫХ МАТЕРИАЛОВ МЕТОДОМ СВС В ЦЕНТРИФУГЕ

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

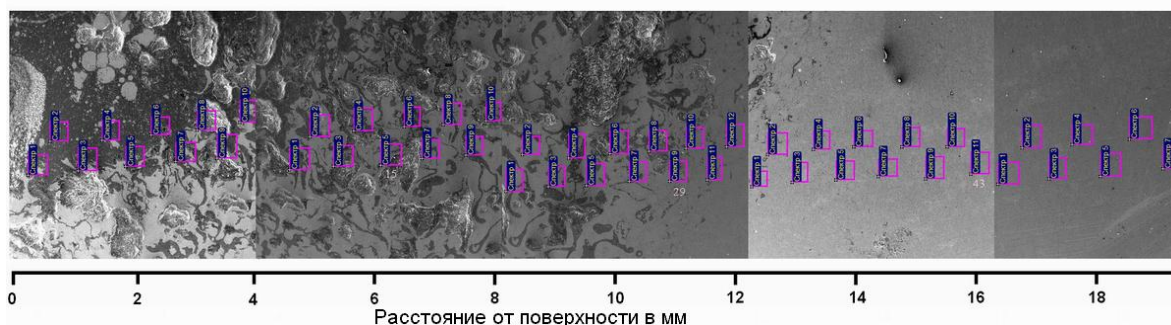
*ИТА НАН Беларуси, Витебск.*

[ita@vitebsk.by](mailto:ita@vitebsk.by)

В статье рассматривается влияние центробежных перегрузок на динамику распространения волны горения и распределение частиц оксидов и карбидов в металлическом сплаве в процессе СВС-литья. Сделан вывод, что центробежные перегрузки могут быть использованы для получения функционально-градиентных материалов.

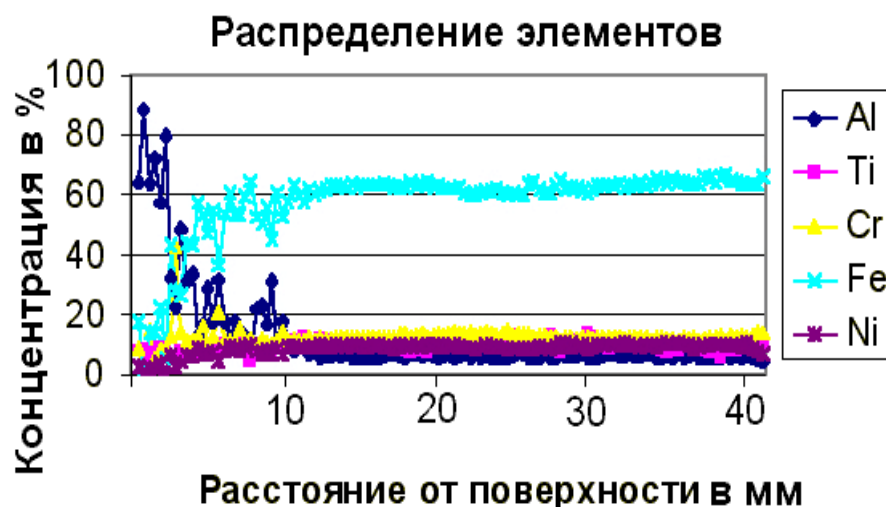
Известно, что у материалов, имеющих неравномерное распределение по объему упрочняющих дисперсных частиц, физические характеристики и эксплуатационные свойства могут быть лучше, чем у однородных такого же состава [1]. Для получения функционально-градиентных материалов применяются различные технологии, в том числе и СВС в термитных системах с использованием центробежных перегрузок. Так в работе [2] воздействие центробежных перегрузок использовали для создания градиента распределения керамических частиц (окиси алюминия) в металле (меди).

Аналогичный эксперимент в системе {окись алюминия} – {сплав железо-хром-никель-углерод} был проведен в условиях обычной силы тяжести. Подобрать параметры процесса [3–5] так, чтобы переходная зона была не менее 10 миллиметров, мы получили материал с прочной металлической матрицей, и еще более прочными упрочняющими дисперсными частицами оксидов (рис. 1).



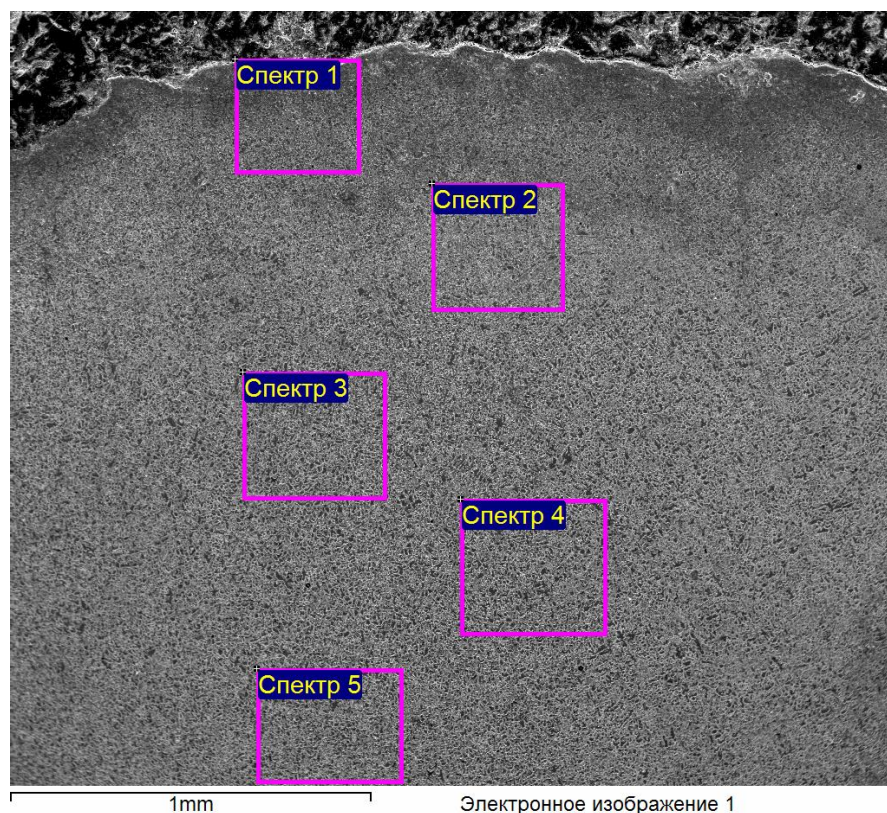
**Рис. 1.** Электронное изображение сечения слитка сплава Fe-Cr-Ni-C диаметром 15мм и длиной 45мм, содержащего частицы  $Al_2O_3$  в качестве упрочняющей фазы.

На рис. 2 показано распределение элементов по высоте слитка, полученного методом СВС-литья. Концентрацию фаз измеряли методом микрорентгеноспектрального анализа, а о концентрации оксидной фазы судили по сигналу от атомов Al. Установлено, что в поверхностной зоне глубиной 10 миллиметров концентрация  $Al_2O_3$  изменяется от 80 до 4–5 процентов. Глубже 10 миллиметров алюминий, скорее всего, присутствует в металлической форме, как компонент металлического сплава.



**Рис. 2.** Результаты микрорентгеноспектрального анализа поверхности сечения слитка сплава Fe–Cr–Ni–C, содержащего частицы  $\text{Al}_2\text{O}_3$  в качестве упрочняющей фазы.

Но градиент можно создать и в самом металлическом расплаве, если он имеет сложный состав. Если в исходную шихту кроме алюминия и окисла железа добавить некоторое количество графита и окисла металла, образующего тугоплавкие карбиды (например, титана, ванадия или вольфрама), то в образовавшемся после восстановления окислов расплаве первыми начнут кристаллизоваться именно эти карбиды. Так как плотность карбидных частиц может отличаться от плотности металлического расплава, то за время от момента образования частиц до полной кристаллизации сплава частицы могут успеть перераспределиться (рис. 3).



**Рис. 3.** Электронное изображение сечения слитка сплава {Fe–Cr–Ni} – {Ti–C}, диаметром 28мм и длиной 10мм содержащего частицы TiC в качестве упрочняющей фазы.



На рис. 4 показано распределение элементов в системе {Fe–Cr–Ni} – {Ti–C}, полученной СВС-литьем в условиях центробежной перегрузки  $n = 400$ . В данном случае перераспределились частицы карбида титана. Разработана математическая модель, позволяющая подбором параметров процесса получать заданный градиент концентрации упрочняющих частиц в условиях центробежной перегрузки [3-5].

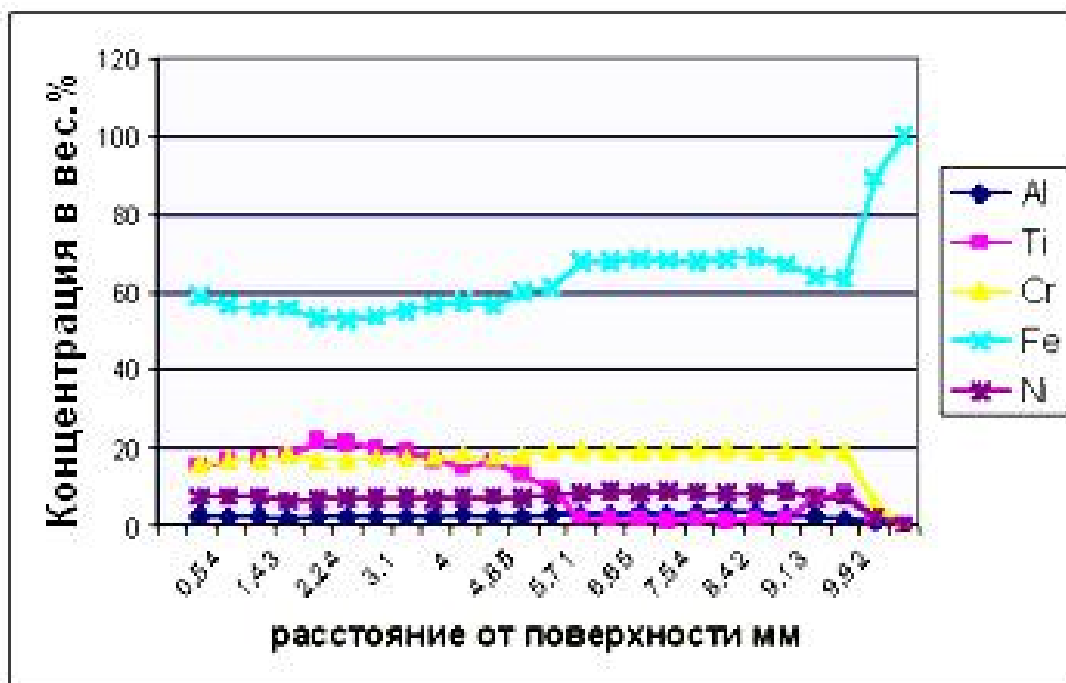


Рис. 4. Результаты микрорентгеноспектрального анализа поверхности сечения слитка состава {Fe–Cr–Ni} – {TiC}.

### Список литературы

1. Мержанов, А.Г. Неоднородные материалы / А.Г. Мержанов // Концепция развития СВС как области научно-технического прогресса: сб. науч. тр. / ИСМАН. – Черногоровка: Территория, 2003. -- С.200-205.
2. Lai, W. Centrifugally-assisted combustion synthesis of functionally-graded materials / W.Lai, Z.A. Munir, B.J. McCoy, S.H. Risbud // Scripta Materialia. -- 1997. -- Vol. 36. -- №3. -- P.331-334.
3. Получение материалов с градиентным распределением упрочняющих частиц методом СВС-литья / В.В.Клубович [и др.] // Весці НАНБ, сер. фіз.-тэхн. н. – 2006. – № 3. – С.11-16.
4. Клубович, В.В. Особенности структурообразование при СВС в плавящихся конденсированных смесях, при воздействии центробежной силы / В.В.Клубович, М.М. Кулак, В.Г. Самолетов // Литье и металлургия. – 2007. – № 1. – С. 154-157.
5. Клубович В.В. Получение износостойких материалов методом центробежного СВС-литья / В.В. Клубович, В.В. Рубаник, В.Г. Самолетов // Монография / «Структура и свойства перспективных металлических материалов», ТГУ РАН / Под общ. ред. А.И. Потекаева. – Томск: изд. НТЛ, 2007. – С. 465-488.

# IMPACT EVIDENCE OF THE PLASTIC DEFORMATION ORIGIN OF PHASE TRANSITIONS: THE CRYOGENIC ADSORPTION OF HELIUM ISOTOPES

Kisel V. P.

*Inst. of Solid State Physics, RAS, Chernogolovka, Moscow distr., RUSSIA,  
kisel@issp.ac.ru*

*Research is to see what everybody else has seen, and  
to think what nobody else has thought. Albert Szent-Györgi  
In Science the credit goes to the man who convinces the world,  
not to the man to whom the idea first occurred. Sir William Osler*

The standard physical adsorption (A) is usually characterized by the S-shape of adsorption isotherms (AI, the degree of surface filling vs pressure P at a constant temperature T) with the complete 3 (or 2) stages, the rate of adsorption (RA) is T-dependent function due to Arrhenius equation with the heat of adsorption, Q, as an activation energy. This is in line with deformation nature of the processes of ion/particle insertion/extraction into solids. So the mechanism of matrix local plasticity around the new ion-atoms [1] prompts us to interpret the above properties of A with standard dislocation mechanisms.

i) First of all this is confirmed by the fact that the AI and RA curves topologically look like strain-stress and strain rate curves in all experiments, respectively, in the process of deformation between the adsorbent monolayers and adsorbate atoms, molecules and clusters under external pressure (see, for example the Fig 1a in [2a], etc. [2a-c]). This is in line with the well-known adsorption experiments on the other materials and the swelling (deformation at absorption) of the samples under the diffusive flow of different particles [2d].

The numerous features of recent experimental study [3-4] of adsorption of He gas isotopes with Ar or N<sub>2</sub> adsorbent cryogenic layers in the temperature range 2 to 4.2K gave proofs in favor of new universal deformation base of phase transitions. The experiments showed that:

ii) the adsorbing ability of nitrogen atomic monolayers is less effective in comparison with the Ar ones at the same conditions; the adsorption isostere curves shift to higher pressures of He with its higher concentrations in adsorbents (Fig 2 in [4]) and for the light isotopes of <sup>3</sup>He in comparison with <sup>4</sup>He at the same conditions (Figs 2 in [3] and 8 in [4]);

iii) AI curves of <sup>3</sup>He on Ar layers showed much higher values of adsorption with decreasing thickness d (and its stiffness) for Ar cryogenic layers (the well-known so-called "size-effect" in plasticity of films deposited on the rigid surface- see Fig 7 in [4]);

iv) the adsorption isosteres of <sup>4</sup>He were changed abruptly at temperatures close to the temperature (T) of its phase transition (for example, the lambda point T<sub>λ</sub> for the transition of the bulk normal <sup>4</sup>He-I to the so-called superfluid <sup>4</sup>He-II). An abrupt pressure and RA change existed at <sup>4</sup>He film thickness, d, was approximately equal to 2 monolayers, and it was decreases with increasing d or increasing stiffness of <sup>4</sup>He (Figs 2 in [3] and 8 in [4]). The cryogenic adsorption of <sup>3</sup>He on Ar layer with the height of d approximately 1 monolayer displays monotonous changes within the experimental temperature range (without the transition of normal to superfluid state). The AI(T) curves at d = const are the same as the mean dislocation pathlength l(T) at constant stress of deformation flow in various crystals [5];

v) the heat of adsorption Q (an activation energy of deformation) was abruptly changed in <sup>4</sup>He films at phase transition, and its temperature dependence and the parts of i-iv) confirm the deformation origin of phase transition of normal <sup>4</sup>He-I to the so-called superfluid <sup>4</sup>He-II and the standard deformation nature of the properties of <sup>4</sup>He-II [6-7];

Point ii) is explained through the fact that the solid N<sub>2</sub> is harder than the solid Ar, and the harder pressures (stresses) make higher insertion or higher concentration of He atoms in cryogenic layers. It should be stressed that the so-called “isotope effect” in adsorption is mainly due to the standard plastic deformation between the large segregates (clusters) of adsorber/adsorbate atoms with the signs of bulk lattice structures but not to their separate atoms because the lattice parameters of <sup>3</sup>He is usually higher than the <sup>4</sup>He ones at the same conditions, and the reverse is valid for the sizes of their atoms. And the usual clusters segregates of gaseous atoms are well known from the different experiments on the gaseous state of matter [8]. In this case the point iv) is an ordinary result of the so-called ‘size effect’ during standard plastic deformation, and the parts iv-v) are the strict consequence of various local heating conditions of solid <sup>3,4</sup>He layers under the standard deformation at typical phase transition- cryogenic adsorption.

## References

1. Kisel V.P. The 2<sup>nd</sup> Intern. Conference on Cryocrystals and Quantum Crystals, Polanica-Zdroj, 07-12.12.09.1997, Poland. The Abstracts No P13, P-24.
2. Wada N., Taniguchi J., Ikegami H. Phys. Rev. Lett. 2001, vol. 86, No 19, pp 4322-4325 (a).  
Gülseren O., Yildirim T., Ciraci S. Phys. Rev. Lett. 2001, vol. 87, No 11, pp 116802 (b).  
Yakovlev V.Yu., Fomkin A.A., Tvardovskii A.V. et al. Izvestia AN. Ser. Chim. 2003, No 2, pp 338-342 (c).  
Liu S.-Y., Kao Y.-H., Oliver Su Y., Perng T.-P. J. Alloys Comp. 2001, vol. 316, pp 280-283 (d).
3. Kachalin G.V., Kryukov A.P., Nesterov S.B. Fizika Nizkikh Temp. 1998, vol. 24, No ., p.136-
4. Nesterov S.B. Synopsis of Dr's Dissertation, Moscow Energetic Institute, Moscow, 2000, 40 pp
5. Kissel N.S., Kisel V.P. Mater. Sci. Engn. 2001, vol 309-310A, pp 97-101.
6. Kisel V.P. Classical deformation properties in the phase transitions of various materials including quantum solid and liquid helium. See this Conference Abstracts.
7. Kisel V.P. Deformation mechanisms in supersolid and superfluid He. See this Conference Abstracts.
8. Kovalenko S.I., Solnyshkin D.D., Verkhovtseva E.T., Eremenko V.V. Fiz. Nizkikh Temp. 2002, vol. 27, No 8, pp 921-923.

## **PHYSICAL-CHEMICAL SOFTENING OF BIOLOGICAL TISSUES IS THE ONLY WAY FOR LONG LIFE SPAN WITHOUT DISEASES. FATIGUE HARDENING IS THE KEY MECHANISM OF AGING AND DISEASES**

**Kisel V. P.**

*Inst. of Solid State Physics, RAS, Chernogolovka, Moscow distr., RUSSIA,  
[kisel@issp.ac.ru](mailto:kisel@issp.ac.ru)*

This work evidences for the physical base of arterial blood pressure (ABP) and its prognostic sense for aging and diseases. The new paradigm about the universal nature of phase-interface stresses and microscopic mechanisms of plastic deformation (MPD) in the origin and development of phase transitions in biological tissues (BT) provides a consideration of aging and diseases (local aging) as a result of mechanical fatigue durability and stress hardening of molecular and cell structures under body metabolism and external geomagnetic storms. This means that any practical guide to general medical treatment of aging and chronic diseases with drugs and herbs must be concerned with physical-chemical stress softening of BT.

Literature and our data irrefutably evidence for the deformation origin of physiological, physical and chemical stress effects on biological tissues (BT), cells growth and proliferation, differentiation, aging and evolution of species, endogenous diseases, etc. on various deformation modes of development from atomic to global scale lengths. The last statement means the phase transitions: DNA and RNA reorganization and replication, cell growth and proliferation, metastasis, reproduction of BT and body of the species, populations, etc. up to their fracture - apoptosis of cells and death, disappearance of populations, etc. These transformations are irresistibly identical to the stiffening or softening deformation of solids, etc. with the appropriate production of lattice defects with various dimensions. The analogous defects in BT (reactive oxygen species, ROS, in mitochondria of BT) stimulate the additional oxidative stress in cells and their stiffening as a result of mechanical fatigue durability and stress hardening of molecular and cell structures under body metabolism, infections and external geomagnetic storms. Our comparison of the mechanisms of plastic deformation (MPD) in living BT under arterial blood pressure oscillations (this work), metabolic transformations and physiological stresses, various states of different materials under load show that MPD are strictly the same on atomic-to-macroscopic scale lengths. The BT softening processes under external low dosed oscillating stresses with wide range of frequency modulation (weak variations of geomagnetic and electromagnetic fields, temperature, oxygen content in air, physical-chemical influence, intellectual exercises, activation therapy, fractionated drug, starvation, diet and irradiation intake, etc.) are the natural sanitation of the sick organisms. They are absolutely necessary for the operation of living organisms and expand their growth and life span.

This work gives direct evidence for the physical base of oscillating arterial blood pressure (ABP): it is the APB levels that directly concerned with serrated mechanical properties of cardio-vascular system: the steady level of  $ABP_{diastolic}$  points to their state of aging first of all. In the frames of this new paradigm the aging and diseases are the gradual products of irregular local mechanical fatigue stiffening of BT under oscillating body metabolism and external stress influences where the mechanical durability of living cells is their life span.

The universality of micromechanisms of plasticity at phase transitions in inorganic and organic matter is also confirmed by the universality of fundamental mathematical laws and their variations, which describe the evolution of phase transformations in various forms of matter.

The concrete programmed weak stimulation therapy examples again confirm the common nature of endogenous diseases, physical, chemical and biological processes. And it is a good assistant for the traditional methods of cure and drugs for rising the level of life. I believe that this new approach may be a powerful additional resource for all scientific researchers and practitioners in cure of well-known incurable diseases and aging.

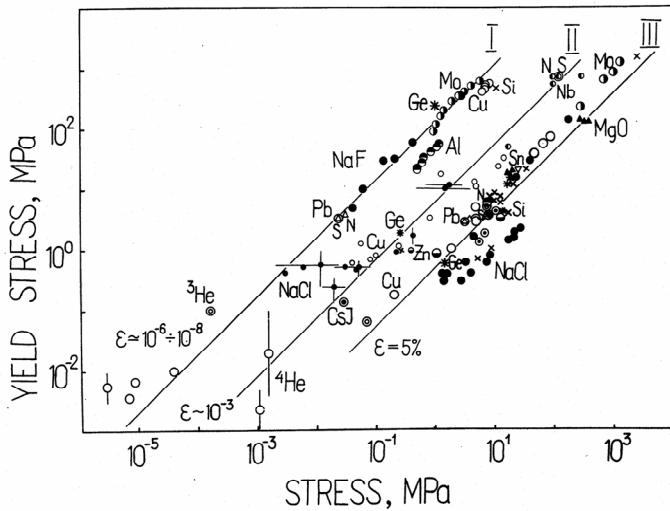
## **DISLOCATION MECHANISMS EXPLAIN THE FEATURES OF LOW TEMPERATURE HEAT CONDUCTIVITY IN RARE-GAS SOLIDS**

**Kisel V. P.**

*Inst. of Solid State Physics, RAS, Chernogolovka, Moscow distr., RUSSIA,  
[kisel@issp.ac.ru](mailto:kisel@issp.ac.ru)*

Although the dislocations have a profound effect on thermal ( $\lambda$ ) and electron ( $\sigma$ ) conductivity, the mechanisms of phonon- and electron-dislocation interaction are poorly understood in real solids. The remarkable findings of this work are the clear demonstration

of the crucial role of dislocation mechanisms in  $\lambda$  and  $\sigma$  of solidified helium and other solids at low temperatures, and the scaling behavior of stresses for dislocation interaction with phonons (PS), electrons (ES) and lattice physical imperfections (DS) at subatomic, atomic, meso- and macroscopic length scales under heat, current or dislocation flow (during the ultrasonic, impulse or macroscopic loadings up to the shock stresses) in various solids – see Fig.1.



**Fig 1.** Scaling of the yield stress and the deformation stress,  $\sigma_d$ , at various deformation scale lengths at strains  $\varepsilon = \text{constant}$  (curves I,  $\varepsilon = 10^{-8}$  to  $10^{-6}$ ; II,  $\varepsilon = 10^{-3}$ ; III,  $\varepsilon = 5 \cdot 10^{-2} = 5\%$ ) and in different crystalline systems and normal/superconducting states under various tests, in the wide temperature range  $T = (6.5 \cdot 10^{-4}$  to  $0.97)T_{\text{melt}}^{-1}$  proves the key role of the same cross-slip mechanism, dislocation climb and Orowan bowing [5-7].

The principle points of our approach are:

- Every crystal matrix contains a lot of nano- and microparticles of impurity phase [26]. These precipitates are the main obstacles to dislocation motion (crystal vibrations or phonons) and to the mobility of dislocation segments in primary (kinks) and secondary (cross-slip jogs) planes along them. Solid helium is a highly suitable model crystal with the unique simple composition of second phase precipitates. Zhuze and Kontrova were the first to suggest the correlation between hardness ( $H_v$ , mechanical properties) and  $\lambda$  (or inverse thermal resistivity,  $W$ ) in non-metal crystals [1]. Dislocation interactions with phonons and electrons are very sensitive to the DS (or lattice work-hardening, WH) like it is during the dislocation plasticity in conventional solids, liquids, gases, etc. [2-7]. This conclusion is confirmed by:

1. The same “size effect” and the surface roughness effect (so-called “diffuse boundary scattering of phonons”, for example) for samples under  $\lambda$  [8,9],  $\sigma$  [10] and deformation [11,11a] at low temperatures. It is worth stressing that the deformation “size effect” in nominally pure KCl crystals has the maximal values at temperatures  $T > 7 \cdot 10^{-3} T_{\text{melt}}$  ( $T_{\text{melt}}$  is the melting temperature) [11a]. Experiments demonstrate that much of the diffusive scattering is caused by mobile dislocations from the numerous dislocation sources on the abraded sample surfaces [8,11]. In the case of vibration mode of dislocations at  $\lambda$ ,  $\sigma$  – experiments the conservative jogs and kinks play the vital role in drag of dislocation line [2-7];

2. The same dependences of orientation angle anisotropy for  $W$  in prismatic and basal planes [13] and mobility of ions in h.c.p. solid He [14], thermal expansion coefficient,  $\alpha$  [25] (see, please, part 3 below) are typical for the dislocation plasticity (DS) in h.c.p. crystals: during the charge flight heavily deformed local zones around the positive and negative ions successively expands along the direction of external force by the aside shear of lattice atoms [4]. This means that low ion drag force during the motion in the basal planes is determined mainly by dislocation plasticity in prismatic planes and vice versa. Accordingly, low deformation stresses for phonons, PS, in the basal planes are concerned with subatomic-scale motion of dislocations in the same planes which are determined mainly by the low drag of decreased concentration of dislocation jogs in hard prismatic

(cross-slip) planes and the PS in prismatic planes - by high drag stresses in prismatic planes due to high jog concentration in easy basal planes. This is confirmed by the decrease of differences in  $\lambda(T)$  with the increase of low concentration of impurity particles which are the additional points for jog generation like it was for the increase of the shear stresses in primary and cross-slip planes [2,3,13,15].

3. The non-monotonous temperature behavior of  $\lambda$  [8,9,13,16,17] and  $\sigma$  [10,12-Fig.3] is similar to the low-temperature yield stress (YS) anomaly in alkali halides, metal alloys and crystalline methane [3]: in the low concentration range of chemical impurities crystal WH shifts the temperature maximum of YS,  $T_{\max}$ , to higher values, whereas at higher impurity content (at higher WH) the additional crystal hardening reduces the  $T_{\max}$  [18].

The estimates of the  $T_{\max}$  for  $\lambda$ ,  $\sigma$  (T)- curves, and the  $T_{\max}$  increase with crystal hardening rise [16] (in crystals with low impurity content under the rise of pressure [9,13] in solid He, too) correspond to the  $T_{\min}$  of the non-monotonous temperature-dependent component of local stresses

$$\sigma_i(T) = 2 G(T) \cdot [\alpha_1(T) - \alpha_2(T)] \cdot (AT - T_{\text{melt}})$$

near the second-phase nano- or micro-precipitates in the same crystals ( $^4\text{He}$  matrix with  $^3\text{He}$  impurities), where  $(\alpha_1 - \alpha_2)$  is the difference in thermal expansion coefficients ( $\alpha$ ) at the interface of  $^3\text{He}$  matrix- $^4\text{He}$  precipitate or vice versa,  $T$  is the temperature,  $G$  is the matrix shear modulus,  $T_{\text{melt}}$  is the melting point of the matrix, constant value  $A < 1$  takes account of partial stress relaxation of  $\sigma$  at high ( $T > 0.5T_{\text{melt}}$ ) temperatures [2-4]. The same is valid for insulator NaCl-OH [16], metal Ni-Co [17] and Al-Mg [12] alloys, semiconductor Ge-In [23] crystals, etc.

It should be stressed that the low-temperature non-monotonous plasticity behavior plasticity of solids in very soft materials (at extremely low deformation stresses) only and disappears in hard alloys (at higher stresses) [3,7]. The same is valid for the identical phenomenon in  $\lambda$  and  $\alpha$  (at low deformation stresses), for the mobility of charged ions in solidified gases (at higher deformation stresses [4]), for example.

4. Various analytical forms for the terms at low ( $T < \theta_{\text{Debye}}/25$ ) and high temperature branches  $\lambda = T^n$ , approximately  $n = 2$  to 7, can be easily obtained from the different parts of various experimental approximations for  $G(T)$ ,  $\alpha = At + bT^3 + cT^{5(\text{or } 6)} + \dots$  [25] in (1), if we suppose (due to the data of the work [1]) that  $\lambda(T, \sigma) = \text{constant} \cdot V(T, \sigma_i)$ , where  $V$  is the dislocation velocity in the crystal.

5. It should be stressed that although we cannot estimate the  $\alpha(T)$ - values at pressures which are different from the table data, full accord between the  $T_{\max}$  in  $\sigma_i(T)$  and  $\lambda$ ,  $ER(T)$  data forced us to the conclusion that microcrystals of the second phase are really existed in the matrix and the relative difference in thermal expansion coefficients of solid  $^{3,4}\text{He}$  is maintained at higher pressures of  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ , too.

6. It is extremely important to note that  $\alpha$  in NaCl-OH (at low concentrations) is a non-monotonous function at low temperatures, too, the  $T_{\max}$  of  $\alpha(T)$  shifts to higher values with the increasing OH<sup>-</sup> content [16]. This experimental fact means that the nature of thermal expansion of solids is the same as for dislocation plasticity at subatomic, atomic, meso- and macroscopic length scales (see part 4). The identity of the governing mechanisms for  $\alpha$  is confirmed by the sharp sensitivity of TEC to crystal deformation and heat prehistory, morphology, composition and concentration of impurities, crystallographic symmetry, etc. like it was for the DS in different solids (see parts 3-4).

7. It should be stressed that the above second-phase precipitates are always present in every so-called "solid solution" or alloy with the tendency to evident miscibility gap at any concentration or temperature (in solid  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  [4] or in KCl-KBr [6,7] so-called "solid solutions").

The sizes and concentration of these particles change non-monotonically with the rise of impurity content. The concentration range of these non-monotonic changes depends

on the difference in the lattice parameters of matrix and impurity phase, LP, and starts from the impurity content of approximately  $(5 \cdot 10^{-4} - 10^{-3} \text{ mol } \% = 10^{17} - 10^{18} \text{ cm}^{-3})$  in conventional materials (NaCl-CaCl<sub>2</sub>, SrCl<sub>2</sub>, PbCl<sub>2</sub>, etc. with LP > 5%) [7].

For this case the laser light scattering indicates the presence of very high concentration (from  $10^4$  to  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  and even more) [4,7] of microdefects with the mean sizes are about 0.1 μm.

For the KCl-KBr system with a lower difference LP = 4.8% there are concentration maxima for larger (more than 0.1 μm) light scattering defects and concentration minima for mean and small defects at much larger concentrations C = 3 to 8 and at 95 to 98 mol.% of KBr in KCl [7].

8. It should be stressed that it is this range of impurity concentration from which λ begins to to reduce appreciably and the YS increases noticeably in conventional crystalline systems [20,11], but for the lower values of LP in KCl-KBr alloys this range starts from approximately 1mol.% of KBr [21, 22]. The same is valid for the other systems: Ge-Si, Pb-Te/Pb-Se, etc.

The above minima confirm the key role of small impurity phase precipitates in the low-temperature plasticity of different solids [2-7] and explain the minima of the yield stress, σ, for the same concentrations of KBr in KCl in the so-called “solid solutions” of KCl-KBr at 4,2K [22]. In the middle range of concentrations (C = 40 to 60 mol.% of KBr in KCl) there are concentration maximum for small microdefects and concentration minimum for the large ones. Again, the concentration maximum for small precipitates stipulates the highest values of λ at low temperatures (T = 4.2K) [22]. All the data on the influence of various types of impurities on the λ [24] in solidified gases can be completely understood if the lattice mismatch of matrix-nanoprecipitate will be taken into consideration only.

9. Thermal prehistory of the samples changes significantly the parameters of impurity and irradiation defects thus strongly affecting λ, mechanical properties and electrical resistance in solids [8-9,11-13] - see parts 7, 8.

10. The same effect of predeformation ( the size and orientation of crystallite grains, the density of extended bulk defects - grain boundaries, dislocations, etc. ) and especially on the low-temperature TC, EC and DS [8-9, 11-13], etc. again confirms the above statements.

11. The spread of TC/DS data points or curves usually increases with temperature or thermal resistance decrease, and it disappears at high temperatures like it was for the parameters of plastic flow in various crystals [5].

It is extremely important to note that typical high-temperature anomalies in plasticity of all crystalline classes at moderated (T = 0.3 to 0.9 T<sub>melt</sub>) temperatures and nearby the T<sub>melt</sub> of the matrix [5, 7] are characteristic of thermal conductivity, too [20].

12. The local stresses, σ<sub>i</sub>, play the crucial role in the dislocation cross-slip and climb thus determining the “anomaly” at low and ultra-low temperature plasticity (DS, λ, EC) of ordered and disordered solids [2-3].

Preliminary estimates for the PS, ES scale with the DS in the same materials.

13. The effect of numerous plastic loadings (thermal shocks, grown defects) of perfect solid <sup>4</sup>He crystals on their λ [19] again strongly confirms its dislocation nature:

a) The heavy decrease of λ with the growing number of deformation loadings of crystal are well correlated with the gradual decrease of mean dislocation pathlengths, number of mobile dislocations and density of crystal defects in different crystals under alternating loadings [5];

b) At low temperatures (T = (0.3-0.8) T<sub>melt</sub>) the additional heat resistance, W, increases with the growth of <sup>4</sup>He work-hardening (under the rise of solidification pressure or density of crystal growth defects at the same pressure) like it is in the conventional crystals;

It is absolutely natural that the thermal annealings of samples with different defects restore the  $\lambda$ : low-temperature annealings ( $T < 0.5T_{\text{melt}}$  destroy small lattice defects - dislocation loops, debris, dipoles, microprecipitates of second phase, point defect clusters), while the smallest dislocation defects and debris are annealed at  $T > 0.5T_{\text{melt}}$  [2-7];

14. The above data and scaling again clearly proves the identical classical dislocation nature of the above mechanisms in plasticity,  $\lambda$  and electrical resistance of typical classes of solids: insulators, metals and alloys, semiconductors, etc.

## References

1. Zhuze, V. P. Kontorova, T.A., Zhurn. Tekhn. Fiz., 1958, v.28, pp 1727-1733.
2. Kisel, V. P., Proc. of the IX Int. Conf. on Internal Friction and Ultrasonic Att. In Solids, Beijing, Jul 1989, Pergamon, 1990, p.163.
3. Kisel, V. P., Proc. of the IX Int. Conf. on the Strength of Metals and Alloys, (ICSMA-9), Haifa, Jul 1991, v. 1, Freund-London, 1991, p.601 - Kisel, V. P., Material Sci. Forum, 1993, v.119-121, pp. 227-232.
4. Kisel, V. P., 2<sup>nd</sup> Int. Conf. on Cryocrystals and Quantum Crystals, 7-12.09.1997, Polanica-Zdroj, Wroclaw, Poland. Abstracts, No P1-13, P2-24.
5. Kisel, V. P. et al., Phil. Mag., 1993, v. 67A, № 2, p.343-360.
6. Kisel, V. P., Material Science Forum, 1993, v. 119-121, pp. 233-238.
7. Kisel, V. P., Mater. Sci. Eng., 1993, v.164A, № 4, p.356-359.
8. Kisel, V. P., Proc. of the XII Int. Conf. on Defects in Insulating Materials (ICDIM-12), Germany, Aug. 1992, v. 2, World Scientific-Singapore, 1993, pp. 821- 828.
9. Anderson, A. C., in : Dislocations in Solids, ed by F. R. N. Nabarro, v. 6, North-Holland, Amsterdam, pp. 235-262.
10. Mezhev-Deglin, L. P., Zh. Exp. Teor. Fiz., 1967, v. 52, pp.868-870; Ibid., 1965, v. 49, pp. 66-79.
11. Bougton, R. I., Yagub, M., Phys. Rev. Lett., 1968, v. 20, pp.108-110.
- 11a. Evans, A. G., Langdon, T. G., Structural Ceramics, Pergamon Press, 1976.
12. Bengus, V. Z. and Komnik, S. N., Physical Processes of Plastic Deformation at Low Temperatures, Naukova Dumka, Kiev, 1974, pp.88-96 (in Russian).
13. Endo, T. et al., Dislocations in Solids, ed. by H. Suzuki, Tokyo, 1985, p.129-132.
14. Lawson, O. T., Fairbank, H. A., J. Low Temp. Phys., 1973, v. 11, pp.363-394.
15. Lau, S.C., Dahm, A.J., Jeffers Jr., W.A., J. Phys. (Paris), 1978, v.39, Suppl. № 8, Col. 6-86.
16. Gutmanas, E. Yu., Nadgornyi, E. M. Phys. Stat. Sol., 1970, v. 38, pp.777-782.
17. Klein, M. V., Phys. Rev., 1961, v.122, pp.1393-1402.
18. Case, C. R., Swenson, C. A., Phys. Rev. B, 1974, v. 175, pp.4506-4511.
19. Zeifang, R., 1967, Phys. Stat. Sol., v. 24, pp. 221-234.
20. Dotsenko, V. I., Landau, A. I., Pustovalov, V. V., Modern Problems of Low-Temperature Plasticity of Materials, Nauk. Dumka, Kiev, 1987, Fig.3.11 (in Russian).
21. Levchenko, A. A., Mezhev-Deglin, L. P., Zh. Exper. Teor. Fiz., 1982, v.82, pp.278-292.
22. Berman, R. Thermal Conduction in Solids, Clarendon Press, Oxford, 1976.
23. Williams, W. S., Phys. Rev., 1960, v. 119, № 3, pp.1021-1024.
24. Yamada T., et al., Jpn. J. Appl. Phys., 1978, v.17, p.271; 1980, v.19, p.1617.
25. Carruthers, J. A. et al., Proc. Roy. Soc. (London), 1957, v. A238, pp.502-514.
26. Ioffe, A. V., Fiz. Tverd. Tela, 1967, v. 9, № 8, pp.2439-2442.
27. Barron, T. H. K., Collins, J. G., White, G. K., Adv. Phys., 1980, v. 29, pp 609-730.
28. Kisel V.P. In: "Untraditional natural resources, innovation technologies and products". Coll. Sci.Works.No 10.Moscow,RANS.2003, pp 183-196. <http://www.treskunov.narod.ru>.



# UNIVERSALITY OF DISLOCATION MECHANISMS IN DYNAMICS OF PARTICLES IN SUPERCONDUCTIVITY OF SOLIDS, SUPERFLUIDITY IN He LIQUIDS

Kisel V. P.

*Inst. of Solid State Physics, RAS, Chernogolovka, Moscow distr., RUSSIA,*  
[kisel@issp.ac.ru](mailto:kisel@issp.ac.ru)

Although the hardening-softening effects of various materials treatments (surface polishing of metals and ionic crystals – the Ioffe effect in NaCl; surface moistening by liquid metals – the Rehbinder effect; crystal surface irradiation effects with particles of various nature and charge, ion implantation; solid particle erosion and emission; corrosion, amorphization; surface/ subsurface point defects-impurity segregation, surface films and coatings, surface oxidation, diffusion (DF), electromigration, adsorption and desorption, electrical deposition, dissolution of solids, , etc.) have been studied thoroughly, there is no consensus about the same dislocation nature of these phenomena in other solids, liquids and gases till now.

This work demonstrates the universality of dislocation plasticity of solid-liquid phase in front of the moving charged particle (electron, ion) which qualitatively and quantitatively describes atomic-, micro- and macroscale lengths of observation of electrical conductivity in materials. In this approach the standard Ohm's law is only the electrical equivalent of the Hooke's law in quasi-elastic deformation of the material under moving particle. At higher field intensity (at higher stages of plastic flow) the temperature and impurity concentration dependences of current flow in solid helium repeat the appropriate deformation curves in solids [1].

This conclusion is confirmed by:

1. The same "size effects", the surface roughness effects, the sensitivity of corrosion (C), DF, thermal expansion coefficient (TEC), electromigration (EM), electroconductivity (EC), and the parameters of deformation (D) to temperature (T), predeformation and heat prehistory, composition, concentration, size distribution and spacings of impurity clusters and microprecipitates, lattice symmetry, electroplastic effect and work-hardening of solids at low and high temperatures [2-7].

2. The same dependences of orientation angle anisotropy for TEC, EM and D in the h.c.p. crystals [2] and the similar effect of magnetic field on deformation and electrodeposition.

3. The same non-monotonous T-behavior of TEC, thermal conductivity (TC), EC, microhardness (HC) is similar to the yield stress anomalies (YSA) vs the low- or moderate temperature and in the vicinity of the melting point in insulators and metals, metal alloys and crystalline gases, etc. [2-6].

4. The smoothness of electrodeposits and their dissolution (or micrograin structure and their misorientations due to mechanical softening of solids [2,6] strongly depends on the form of electric pulses/current[stress rate, relative amplitudes and the lengths of current pulses between them in various metals and alloys.

5. Electromigration, electrodeposition/electrodissolution, corrosion and electrical breakdown processes are the different stages of current mechanical stressing and deformation of solids.

The scaling behavior of volt-ampere  $J(U, T)$ , ion mobility,  $\mu(U, T)$ , and ion velocity,  $v(U, T)$ , frequency dependences in a model crystal and the parameters of ion dispersion and emission with the parameters of work-hardening (stress – strain curves) of conventional insulators, solidified gases at different T, energies of ions, etc. confirms this approach [2]. This is valid for any local plastic deformation (or work-hardening, WH) of sol-

ids around the positive negative ions which is expanded up to macroscopic dislocation paths in crystals during the charge flights in liquid or solid helium [1]. Thus it is the conventional crystal 2-or-3- dimensional WH that governs the parameters of currents, particle erosion and emission, liquid and gas superfluidity, etc. And this well-known WH of the conductors under current stressing (during electromigration, electrodeposition/ electrodis-solution, corrosion and electrical breakdown processes, etc.) is usually considered as charge trapping by the accumulation of space charge [12].

In solids the moving electrical charges slightly deform the matrix (for example, polaron-quasiparticle with electron), and their motion through the crystal lattice can be well described by dislocation motion and multiplication [1]. So, various thermal and predeformation history effects on microstructural evolution, current flow and electrical breakdown (lifetime extension processes) in solids, liquids, etc. can be considered like the same effects in standard plastic flow and its final stage – fracture.

This study shows that it is the sharp jump in compressive work-hardening of well-known selected metals and ceramics under cooling that is the cause of insulating-metal-superconducting (IMSC) transition due to the sudden drop of plastic-deformation losses for nucleation and motion of charged particles as it was under abrupt standard deformation [1-3]. It is well known that the standard parameters of positron annihilation are sensitive to the concentration of free (weal tied with lattice) electrons, the local lattice deformations and concentrations of various lattice defects.

The remarkable finding of this work is the linear correlation between the critical temperature of superconducting (SC) transition,  $T_c$ , and the room-temperature half-width of angular correlation of positron annihilation radiation,  $G_0/2$ , in the series of powder samples of ceramic high- $T_c$  SC YBCO (123) with the various deficiency of oxygen content, electron concentrations,  $T_c$ , etc.

This correlation directly points to the existence of important material characteristics, which are the crucial ones to the temperatures  $T_c$  (IMSC transition) and show the extent of lattice-electron interaction (retardation of electrons in the lattice) in each phase of powder samples. The literature data prompt me to show directly that the key role in these parameters plays the appreciable jump in CuO-layer lattice thermal contraction (compression) under its deep cooling.

This IMSC transition means the simultaneous lowest mechanical relaxation in the state of the of the YBCO lattice. The same is valid for the other low- and high- $T_c$  SCs (metals, alloys, ceramics, fullerites, organic molecular crystals and carbon nanotubes).

The work [8] directly confirms this through the ultrahigh penetration of fine metal particles into the metal at 77K, because it evidenced for the primary effect of lattice mechanical distortions during the variation in the deficiency of oxygen content, and the secondary time-stage of oxygen ordering in the YBCO (123) was the result of the primary stage only [9]. The lattice contraction is increased due to various types of deformation treatments of the samples: low-temperature-induced mismatch between second-phase clusters or nanodomains and the matrix, substitution of foreign atoms, shear and hydrostatic pressures, various doses of particle irradiation, different heat treatment regimes, various external gas atmospheres, etc.

Even at the quick glance at the D. I. Mendeleev's table of chemical elements you can see that the superconductor elements place mainly in the central part of the table. We can see that this is concerned with the increased charge of particles and simultaneous their well-defined mechanical properties: the elements in the left column (very plastic elements at very low temperatures from Na to Fr, from Cu to Au, but all of them have low density of free electrons. Whereas the Li is a superconductor at very high pressures only). And the elements from the right columns (very hard elements at low temperatures as Fe, from Co to Rh, Ni to Pd and Pt – with the low density of free electrons, where are the elements Os, Ir, Pt, Hg, Tl, Pb have the low concentration of flight electrons) – thus these elements have

the minimal places for the electron localization at low temperatures, and in some cases they are enough for hopping conductivity only. The left column elements are not superconductors because they have a low-density free electrons, while the right-column elements are not superconducting for the most part because they are very hard mechanically at low temperatures to have the sufficient value of plastic superlocalization and dislocation cross-slip at low temperatures for the electron consolidation. In terms of the key role of plastic deformation in the electron bonding (the Cooper pairing) the type of this bond are determined with the help of electron mobility  $\mu_e = R_{\text{Hall}}\sigma$ , where  $R_{\text{Hall}}$  is the Hall constant, and  $\sigma$  is the electron conductivity. This value determines the total value of electron mechanical drag in crystal or liquid matrix with different defects. It turned out that the superconducting elements and their alloys have the intermediate values of  $\mu_e$  and  $R_{\text{Hall}}$  at room temperature [10]. This means that the superconductors principally belong to the intermediate part of electron drag materials and in terms of plastic mechanism of their bonding this means that these materials belong to the narrow region of simultaneously high plastic and high conducting materials which are mainly placed in the center of D. I. Mendeleev's table. The other types of crystal hardening, doping, irradiation, etc. make the material to place in this intermediate region of (plasticity  $\times$  electron density) to be a superconductor. This is in line with the properties of liquids and their possibility to be as a superfluid or supersolid sample [11].

Our conclusion is confirmed by the well-known dome-shaped form of the dependence  $T_c(\varepsilon\text{-strain})$  [1], where the  $T_c$  is the critical temperature of superconducting transition [1]. With the rise of  $\varepsilon$  the number of dislocation cross-slip places to catch the electrons during the current flow through the sample increases too until the number of slip lines and cross-slips in the sample become so large that they become inhibit the current.

The new universal origin of IVSC transition gives the fine principal way to optimize the preparation procedure and the forecast of parameters of future SC materials.

## References

1. Kisel V.P., Paiziev A.A., and Styrkas A.D. Uzbek J. of Physics, v. 2, No 1, pp. 89–93 (2000).
2. Kisel V.P. cond-mat 0009246 (2000).
3. Kisel V.P. 2<sup>nd</sup> Int. Conf. on Cryocrystals and Quantum Crystals, 07-12.09.1997, Polanica-Zdroj, Poland. Abstracts No P1-13, P2-24.
4. Kisel V.P. et al. Phil. Mag. (London), v. 67A, 343 (1993).
5. Kisel V.P. Mater. Sci. Engn. V. 164A, 356 (1993).
6. Kisel V.P. Mater. Sci. Forum, v. 119-121, 227 (1993).
7. Kisel V.P. Phys. Stat. Sol., v. 149A, 61 (1995).
8. Makino H. et al. Jpn. J. Appl. Phys., v. 37, 5301 (1998).
9. Korshunov L.G.,Chernenko N.L.Fizika Metallov i Metalloved. 2006, v. 101, No 6, p.660-667.
10. Gridneva G.G., Bunina O.F., Filip'ev V.S., and Sakhnenko T.P. Fizika Nizkikh Temp.,v. 17, No , 1552 (1991).
11. Kikoin I. K., Lazarev B. K. ZhETF. 1933, v. 3, No , pp 44-52.
12. Kikoin I. K., Gubar' S. V. Doklady Akad. Nauk SSSR. 1938, v. 19, No , pp 251-253
13. Kikoin I. K. Jurnal Tekhnicheskoi Fiziki. 1946, v. 16, No , pp 129-154.
14. Kisel V.P. This Conference papers.
15. Dakhel A.A. J. Alloys Compounds. 2008, v. 458, No ½, pp 77-82.

# DISLOCATION PLASTICITY IN THE MOBILITY OF IONS IN SOLIDIFIED GASES

Kisel V. P.

*Inst. of Solid State Physics, RAS, Chernogolovka, Moscow distr., RUSSIA,*  
[kisel@issp.ac.ru](mailto:kisel@issp.ac.ru)

There is currently no unifying qualitative and quantitative description of various diode properties in solidified gases. Crystalline gases are highly suitable model crystals with the unique possibilities to change their different physical parameters and usual simple composition of second phase precipitates. First, this work is the first to demonstrate how the consideration of dislocation plasticity of matrix in front of the moving charges qualitatively and quantitatively describes various diode properties in solidified gases.

Second remarkable finding of this work is scaling behavior of volt-ampere  $J(U, T)$ , mobility,  $\mu(U, T)$ , and velocity,  $v(U, T)$ , dependences of ions in solid He, and of the work-hardening (WH) curves in solid  $^4\text{He}$  and conventional solids at different temperatures,  $T$ , and at subatomic, atomic, meso- and macroscopic length scales during the ultrasonic, impulse or macroscopic loadings up to the shock wave stresses - confirms this.

1. The estimates of the deformation stress,  $\sigma_d$ , in front of the moving positive or negative ions under a constant electric field ( $E = 200 - 20\,000$  V/cm; the average diameter of ions is assumed to be  $20 \text{ \AA}$  units) give the values of  $\sigma_d$  up to 24 times exceeding the yield stress of solid  $^4\text{He}$  [12], for example. This means that the heavy local plastic deformations of solid helium around the positive and negative ions due to the polarization forces [1] are successively expanded over the atomic, meso- and macroscopic slip-lengths of crystals during the charge flight thus macroscopically deforming the crystal gap of the diode.

It is evident that heavy deformed local zones around the positive and negative ions can consecutively expand along the direction of external electric force by the side shear of surrounding lattice atoms.

This means that low ion mobility in the basal planes is determined mainly by dislocation plasticity in prismatic (normal to the main basal plane) slip planes and *vice versa*. Low deformation stresses in the basal planes are determined mainly by the low drag of decreased concentration of dislocation jogs (due to cross-slip in "hard" prismatic planes) and high drag stresses in prismatic planes are due to high jog concentration in "easy cross-slip" basal planes [4].

So, this reversal of anisotropy in the mobility of ions in prismatic and basal planes in hcp crystals [9] and the effect of lattice structure on  $m(U, T)$  [10] are concerned with WH anisotropy of solidified gas bulk like it was during the deformation of conventional h.c.p. solids [2-8]. This conclusion is confirmed by:

2. The distinguishable distortions of the solid helium lattice under the movement of charges determined from the thermal conductivity measurements in comparison with untreated solid He [10].

3. The hysteresis of current,  $J(U)$ , increases during the intermittent cooling-warming cycles in  $^4\text{He}$  crystals under constant electric fields [10]. The same crystal-hardening effect is typical for the predeformation of conventional crystals, especially at low temperatures and high deformation stresses. Trapping of charged ions by various dislocation structures in the bulk of solidified gas may be concerned with the retardation of matrix dislocations in the plastic zone before the injected ions. This is in line with the other data on solids [20], polymers [21], etc.

4. The activation energy always decreases with a growth of  $U$  and with a decrease of temperature,  $T$ , external pressure, etc. (under crystal work hardening). The estimate of

dislocation activation area from the data of works [9 – 11] gives several square units of the Burgers vector modulus at high electric fields, which is typical for the activation area estimate of dislocation plasticity under stresses much higher than the yield stress [8].

5. The general three-stage (S shaped) form of the dependences  $J$ ,  $\mu$  (charge mobility),  $v$  ( $U$ )-charge velocity, which is typical for the work-hardening coefficients of these stages are strongly dependent on the crystal hardening due to impurity concentration, pressure, temperature, crystallographic orientation, “stress rate” -  $dU/dt$ , etc., so their sequence corresponds to the so-called “easy glide and linear work-hardening” in soft crystals or to the so-called “parabolic work-hardening” in the hard ones.

6. The spread of data points or curves increases with temperature or voltage decrease; temperature dependences of  $J$ ,  $m$ ,  $v$  increase with the growth of  $U$  like it is for dislocation mobility under flow stress,  $s$ , in ordinary crystals with the rare spatial distribution of second-phase nano- and microprecipitates [2–4].

7. The quasi-periodic current bursts in a strained solid  $^4\text{He}$  [9] are similar to the serrated yielding of crystals at high temperatures ( $T = (0.3 - 0.8)T_m$ ,  $T_m$  is the melting point) [3]:

- i) the frequency of the bursts exponentially increases with  $U$ -,  $T$ - growth;
- ii) the amplitude of the bursts decreases with  $U$ ,  $dU/dt$  - growth;
- ii) the periodic bursts exist in the narrow  $T$ -range only, etc.

8. The non-monotonous temperature behavior of  $J$ ,  $\mu$ ,  $v$  at low  $U$  and their decrease at higher  $U$  [10-11] is identical to the properties of low-temperature yield stress anomaly in alkali halides, metal alloys and crystalline methane [2-4,19]: in the low concentration range of second-phase precipitates crystal hardening shifts the temperature maximum of the yield stress,  $T_{max}$ , to the higher values of  $T$ , whereas at high impurity content (at higher work-hardening) the additional crystal hardening reduces the  $T_{max}$  [19].

The estimates of the same  $T_{max} = (0.7-0.8) K$  for the maxima on  $J$ ,  $\mu$ ,  $v$  ( $1/T$ )-curves, and the  $T_{max} = (0.8-0.9) K$  increase with the growth of  $^3, ^4\text{He}$  crystals hardening under the rise of pressure, impurity concentration, etc. [10-11] strictly correspond to the variations of the minimum in the non-monotonous temperature-dependent component of local stresses

$$\sigma_i(T) = 2 G(T) \cdot (a_1(T) - a_2(T)) \cdot (AT - T_{melt})$$

near the second-phase nano- or microprecipitates in the matrix, where  $(a_1 - a_2)$  is the difference in thermal expansion coefficients at the interface of  $^3\text{He}$  matrix -  $^4\text{He}$  precipitate or *vice versa*,  $G$  is the matrix shear modulus, the constant value  $A < 1$  takes account of partial stress relaxation of  $\sigma$  at high ( $T > 0.6T_{melt}$ ) temperatures,  $T_{melt}$  is the melting point.

It should be stressed that although we cannot estimate the  $a(T)$  - values at pressures which are different from the table data, but the full accord between the  $T_{max}$  in  $\sigma_i(T)$  and  $J(U, T)$ ,  $\mu(U, T)$ , and  $v(U, T)$  data forced us to conclusion that the impurity nanocrystals and the relative difference in thermal expansion coefficients of solid  $^3, ^4\text{He}$  are the real existence and this is maintained at higher pressures of  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ , too. Of course, the same is valid for the other solidified gases, solid and liquid alloys, etc.

9. It should be noted that the above second-phase precipitates are absolutely inevitable particles in every so-called “solid solution” or alloy with the tendency to the miscibility gap at any concentration or temperature (in solid  $^3\text{He} - ^4\text{He}$  or  $\text{KCl} - \text{KBr}$  [2-7] “solid solutions”).

The dependences of sizes and concentration of these microparticles are complicated functions of the impurity content. The concentration range of these non-monotonic changes depends on the difference in the lattice parameters of matrix and impurity phase, LP, and starts from the impurity content of approximately 0.001 mol % in ordinary materials ( $\text{NaCl} - \text{CaCl}_2$ ,  $\text{SrCl}_2$ ,  $\text{PbCl}_2$ , etc. with  $LP > 5\%$ ) [7].

In this case the laser light scattering indicates the presence of very high concentration (from  $10^4$  to  $10^{15}$   $\text{cm}^{-3}$  and more) [4,7] of microdefects with a lower difference  $LP = 4.8\%$  there are concentration maxima for larger ( more than  $0.1 \mu\text{m}$  ) laser-light scattering defects and concentration minima for mean and small defects at much larger concentrations  $C = 3$  to  $8$  and at  $95$  to  $98$  mol.% of KBr in KCl.

These minima confirm the crucial role of second phase precipitates in the low-temperature plasticity of various solids [2 -7] and explain the minima of the yield stress,  $\sigma_y$ , for the same concentrations of KBr in KCl the so-called “solid solutions” OF KCl- KBr AT  $4.2\text{K}$  [14]. In the middle range of concentrations (  $C = 40$  to  $60$  mol.% of KBr in KCl ) there are concentration maximum for small microdefects and concentration minimum for the large ones. Again, the concentration maximum for small precipitates stipulates the highest values of  $\sigma$  ( $T = 4.2\text{K}$ ) [14]. In the systems with higher LP-values all these features are repeated at much smaller values of second phase concentration – see, for example, the data on metal: Ta-Re/Mo [15], Fe-Si/N [16],  $\text{Ni}_3\text{Al/Be}$  [17], and semiconductor PbTe/SnTe [18] systems, etc.

10. The strong correlation between the features of second phase precipitation and low-temperature behavior of the parameters of plastic flow in solids makes absolutely clear the effect of thermal prehistory (at low/high temperature annealing/quenching) on the  $\sigma_d(T)$  – changes in solidified gases and ordinary crystals, and this effect is more noticeable in the systems with larger LP-difference rather than in the systems with different ionic radii which is generally accepted now in theoretical considerations.

The local stresses,  $\sigma_i$ , play the crucial role in the dislocation cross-slip and climb thus determining the “anomaly” in  $J, \mu, \nu(T)$  and the increase of activation energy for the mobility of charged ions and plas-self-diffusion of point defects both in conventional (Al, NaCl) crystals ( $T > (0.5 - 0.8)T_m$ , Figs 9, 10 in [8] ) and in solid  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  [11], etc.

11. The rise of crystal hardening under the growth of applied U, concentration of second phase, etc. intensifies the cross-slip of dislocations thus increasing the peak height of  $J, \mu, \nu(1/T)$  – anomaly [11], but at higher levels of crystal hardening the thermally activated contribution of dislocation jog-dragging and climb prevails [3]. So, the intensive point defect production reduces and sometimes almost removes the non-monotonous T-dependence of the mobility of charged ions at high voltages (or stresses) in solid  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  system [11] due to the universal model of the low-T yield stress anomaly in solids [2-4].

12. The scaling of the values of U at various fixed  $\mu, \nu, T = \text{constant}$  f charged ions is identical to the scaling of different flow stresses at various fixed subatomic-, atomic-, micro-, meso- and macroscopic strain levels in the same and other crystals [5-7, 13].

**CONCLUSIONS:** The universality of this scaling again proves the dislocation origin of the mobility of ions in solidified gases and its classical (NON-QUANTUM) nature of terms of the dislocation work- hardening mechanisms. It is the changes in the parameters of dislocation cross-slip, climb and the Orowan bowing, that determine the above scaling and the key-role of the applied voltage, U, or the deformation stress in the origin of stress-aided jogs/kinks and dislocation bowing and climb [5-7, 13]. All the above statements are confirmed by the increased mechanical penetration of high-velocity particles into the steel target under its cooling [22].

## References

1. Efimov, V. B., Mezhev-Deglin, L.P. and Shikin, V. B., Fiz. Nizk. Temp., 1975, v. 1, № 5, p.609.
2. Kisel, V. P., Proc. of the IX Int. Conf. on Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Solids (ICIFUAS 9), Beijing, Jul 1989, Pergamon-Oxford, 1990, p. 163.
3. Kisel, V. P., Proc. of the IX Int. Conf. on the Strength of Metals and Alloys, (ICSMA-9), Haifa, Jul 1991, v.1, Freund-London, 1991, p.601; Mater. Sci. Forum, 1993, v.119-121, pp.227, 233.
4. Kisel, V. P. et al., Phil. Mag., 1993, v.67A, № 2, p.343.

5. Kisel, V. P., Mater. Sci. Engng., 1993, v. 164A, № 4, p.356.
6. Kisel, V. P., Phys. Stat. Sol., 1995, v.149a, № 1, p.61.
7. Kisel, V. P., Proc. of the XII Int. Conf. on Defects in Insulating Materials (ICDIM-12), Germany, Aug. 1992, v.2, World Scientific-Singapore, 1993, pp.821, 824.
8. Evans, A., and Rawlings, R., Phys. Stat. Sol., 1969, v.34, № 1, p.9.
9. Lau, S. C., Dahm, A. J., and Jeffers Jr., W. A., J. Phys. (Paris), 1978, v.39, Suppl. № 8, Collq. 6-86.
10. Efimov, V. B., Mezhev-Deglin, L.P., Fiz. Nizk. Temp., 1982, v.8, № 5, p.466. Golov, A. I., Efimov, V. B. et al., Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz., 1984, v.40, p.293.
11. Efimov, V. B., Mezhev-Deglin, L.P., J. Phys. (Paris), 1978, v.39, Suppl. № 8, Collq. 6-88; Golov, A. I., Efimov, V. B., and Mezhev-Deglin, L.P., Zh. Exper. Teor. Fiz., 1988, v.94, № 2, p. 198.
12. Tsybaleiko, V. L., Zh. Exper. Teor. Fiz., 1977, v.72, № 5, pp 1885-1890.
13. Kisel, V. P., J. Phys.( France ), 1985, v.46, Suppl.12, pp C10- (529-532).
14. Yamada, T., et. al., Jap. J. Appl. Phys., 1978, v.17- p.271; 1980, v.19-p1617.
15. Mitchell, T. E., et.al., Canad. J. Phys., 1967, v.45, p. 1047-
16. Kitajima, K., et al., Mech. Properties of BCC Metals, Proceed. US-Japan Seminar, Hawaii, March 1981, p.111.
17. Masahashi, N., et al., Acta Metall., 1988, v.36, p.1823-
18. Rogacheva, E. I., et al., Izvestia AN SSSR. Neorg. Mater., 1989, v.25, p.393-
19. Dotsenko, V. I., Landau, A. I., and Pustovalov, V. V., Modern Problems of Low-temperature plasticity of materials, Naukova Dumka, Kiev, 1987, Fig.3.11
20. Chang C.C., McKinnon J.B., Rose-Innes A.C. Phys. Stat. Sol. 1969, vol.36, No 1, pp 205-209.
21. Klein R., Runt J. J. Phys. Chem. 2007, v. 111B, No 46, pp 13188-13193.
22. Korshunov L.G., Chernenko N.L. Fizika Metallov i Metalloved. 2006, v. 101, No 6, pp. 660-667 (in Russian).

## **DEFORMATION ORIGIN OF PHYSICAL-CHEMICAL EFFECTS AT PHASE TRANSITIONS**

**Kisel V. P.**

*Inst. of Solid State Physics, RAS, Chernogolovka, Moscow distr., RUSSIA,*  
[kisel@issp.ac.ru](mailto:kisel@issp.ac.ru)

The key role of deformation at phase transitions (PT) in solids, liquids, gases, plasma and biological tissues (SLGPBT)<sup>1</sup> manifests in nucleation, motion and multiplication of various topological defects (point defects, dislocations, twins, etc. in solids and in magnetic flux line lattices during superconducting PT in type-II superconductors; vortex states in liquids and superfluid <sup>4</sup>He, topological defects in superfluid <sup>3</sup>He; reactive atomic-molecular species in SLGPBT), closely related reversible physical (heat, acoustic, electromagnetic and particle generating/absorbing (HAEMPGA) effects, radioactive decay, etc.) and chemical (structural changes in atomic/molecular bond lengths and angles, electron density, etc.) reactions. And it is these effects that can explain such an unexpected and not understood yet but the characteristic signs of PT as defects production in rapid isotropic-to-nematic PT in a nematic liquid crystal, HAEMPGA effects in cell mitosis and during intensive motion of the components of “quantum liquid” He II, in insulator-metal-superconductor transitions, etc. Vortices have been observed in He<sup>4</sup> following rapid quenching to the superfluid state or at fast phase separation, at merging of relative phases in Bose-Einstein condensates, deformation effects at phase separation in Fermi gas, etc.

<sup>1</sup>V.P Kisel. et al. Functional Foods for Chronic Diseases, Richardson, TX (USA), 213 (2006).

## ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

Аверков В.А.	181	Громов В.Е.	114
Азаров А.С.	209	Гусакова О.В.	192
Акшенцев Ю.Н.	84	Давыдов Д.И.	84
Алексеев А.Д.	240	Дамаскинская Е.Е.	3
Алетдинов А.Ф.	196	Данилов В.И.	159
Алиев М.А.	233	Даринская Е.В.	201
Андреев В.А.	241	Демидов А.Н.	238
Анчаров А.И.	23	Демин И.С.	13
Арутюнян Р.А.	137	Дудник Е.А.	59, 62
Астафьев В.В.	126	Егорова Л.Ю.	10
Атрошенко С.А.	165	Емалетдинов А.К.	195, 196
Багинов А.А.	233	Жабыка Л.В.	219
Баранников В.А.	211	Желтов М.А.	179, 181, 184, 186
Баранникова С.А.	159	Житару Р.П.	38, 41
Баранов Ю.В.	32	Зголич М.В.	72
Бараусов А.В.	89	Золотов А.Е.	179, 184, 186
Барахтин Б.К.	44, 47	Зубцов В.И.	29, 222
Барахтина Н.Н.	44	Зуев Л.Б.	159
Башкарев А.Я.	89	Иванов А.С.	147
Баяндин Ю.В.	117, 120	Иванов Ю.Ф.	78, 114
Беккауер Н.Н.	127	Кадашевич Ю.И.	164
Беликов С.В.	167	Кадомцев А.Г.	3, 16
Беляев С.П.	163	Калетина Ю.В.	6
Бердник О.Б.	236	Карасева Е.В.	227
Бетехтин В.И.	3, 16	Кардашев Б.К.	35, 75
Бондарев А.Б.	241	Кащенко М.П.	153
Бородин С.А.	13	Кириллов А.М.	55
Босин М.Е.	204	Клевцов Г.В.	65
Бродова И.Г.	126	Клевцова Н.А.	65
Будовских Е.А.	114	Клименов В.А.	78
Бутенко П.Н.	16	Клубович В.В.	248
Васин М.Г.	217	Клявин О.В.	70
Веселов А.Г.	62	Ковалевская Ж.Г.	78
Веттегрень В.И.	87, 89, 91	Коваль А.В.	41
Вигдорович В.И.	57	Колдаева М.В.	201
Виноградова Н.И.	84	Колупаева С.Н.	134
Власов Н.М.	150	Кольцов А.Г.	99
Волков А.Е.	100	Кольцов Р.Ю.	181
Волынцев А.Б.	140	Конкин А.С.	219
Вострецова А.В.	114	Коптева О.Г.	99
Вьюненко Ю.Н.	143	Корниенко О.Ю.	167
Вяххи И.Э.	81	Корсуков В.Е.	16
Ганеева А.А.	197, 199	Корсукова М.М.	16
Гиляров В.Л.	16	Коршак В.Ф.	230
Гирсова С.Л.	214		
Гнюсов С.Ф.	172, 174		
Грачев А.И.	187		



Коршунов Л.Г.	20	Никифорова В.Н.	204
Кошелева Е.В.	217, 219	Николаев В.И.	70, 81
Красильников В.В.	128	Николаева Е.А.	211
Кривина Л.А.	236	Новосельский А.В.	245
Кристал М.М.	13		
Круглов А.А.	197, 199	Обидов Б.А.	16
Круглов А.А.		Оборин В.А.	120
Крылов-Олефиренко В.В.	26	Опаричев А.Б.	206
Крышталь А.П.	230	Орлова Т.С.	75
Кулик В.Б.	87	Осинская Ю.В.	68
Кульков С.Н.	174, 175	Осколкова Т.Н.	114
Куприков М.Ю.	146	Осокин Е.П.	44
Куриная Р.И.	72		
Кустов А.И.	103, 107, 110	Павлов К.А.	146
		Пазилова У.А.	47
Лабзова Л.В.	225	Пантелеев И.А.	115, 117
Лебедева Н.В.	44	Парамонов А.М.	41
Левин Д.М.	177	Пацелов А.М.	20, 23
Леонтьев В.А.	115	Перевалова О.Б.	78
Летенков О.В.	241	Петелин А.Е.	134
Лобанов А.С.	55	Петржик Е.А.	201
Лозенко В.В.	187	Пилюгин В.П.	20, 23
Лутфуллин Р.Я.	197, 199	Платонова Л.А.	217, 219
Лысыков И.А.	57	Плехов О.А.	115
Ляпунова Е.А.	117	Плужникова Т.Н.	55, 57
Ляшков А.И.	91	Поздняков О.Ф.	70
		Покоев А.А.	68
Макаров А.В.	10	Полетика Т.М.	214
Малашенко В.В.	131	Помыткин С.П.	164
Маркова Г.В.	225	Попов А.А.	167
Мац А.В.	227	Прозорова Э.В.	226
Медведский А.Л.	146	Прядко А.И.	81
Мельников А.Г.	175	Пульнев С.А.	81
Мерсон Д.Л.	100	Пунин В.Т.	217, 219
Мещеряков Ю.И.	50	Пшеничников А.П.	214
Мигель И.А.	103, 107, 110		
Милюкина С.Н.	163	Разов А.И.	245
Митропольская С.Ю.	96	Разуваев А.А.	13
Михайлюк А.И.	38	Ратт А.В.	140
Михалюк А.Н.	156	Реснина Н.Н.	163
Михлик Д.В.	179, 184, 186	Рогов А.В.	81
Моровов А.П.	217, 219	Родионов Д.П.	84
Моторин А.С.	245	Россина Н.Г.	167
Муратов В.С.	53	Рубаник В.В.	163, 248
Назаров В.В.	217	Саблина Т.Ю.	175
Назаров С.В.	184	Савельев В.Н.	16
Наймарк О.Б.	117, 120	Савенков Г.Г.	50
Наумова Н.С.	165	Савотченко С.Е.	128
Нахатова Г.Г.	245	Саврай Р.А.	10
Неумержицкая Е.Ю.	189	Савченко Н.Л.	174, 175
Никаноров С.П.	81	Самолетов В.Г.	248

Самохина С.И.	134	Чащина В.Г.	153
Севостьянова И.Н.	172	Чернов А.И.	99
Сельченкова Н.И.	217, 219	Чернов В.М.	35
Семашко Н.А.	99	Чернов Ю.М.	70
Сивцова П.А.	189	Чернышев Е.Г.	20, 23
Синани А.Б.	3	Черняева Е.В.	100
Синица Н.В.	59	Чертов В.М.	162
Слуцкер А.И.	3	Чикиряка А.В.	81
Смирнов А.Е.	127	Чуканов А.Н.	177
Смирнов Б.И.	70, 75	Чуканова А.А.	178
Соковиков М.А.	123		
Соколенко В.И.	227	Шаповалов Ю.А.	230
Солодова И.Л.	20, 23	Шепелевич В.Г.	187, 189, 192
Старенченко В.А.	72	Шибков А.А.	179, 181, 184, 186
Старостенков М.Д.	59, 62	Шилов А.Н.	140
Степанова Н.Н.	84	Ширинкина И.Г.	126
Столяров О.Н.	94	Шоркин В.С.	209
Судьенков Ю.В.	165	Шпейзман В.В.	70
Счастливец В.М.	6, 10	Шустова О.Ю.	225
Табатчикова Т.И.	10	Щербаков И.П.	91
Тарасенко Ю.П.	236		
Тарасов Ю.М.	99	Юдин В.В.	156
Титов П.Л.	156	Юкина Н.А.	219
Уваркин П.В.	78	Яблонских Т.И.	126
Уваров С.В.	120	Яковлева И.Л.	10
Учаев А.Я.	217, 219	Яшин А.В.	59
Федоров В.А.	19, 55, 57		
Фельдман Э.П.	240	Cesari E.	169
Филиппов Ю.И.	84	Faber K.T.	75
Фроленкова Л.Ю.	209	Golyandin S.	169
		Kisel V.P.	251-253, 258, 261, 264
Хлусова Е.И.	47		
Хромченко Ф.А.	238	Kukushkin S.A.	4
Хрусталеv А.К.	13	Kustov S.	169
Хусаинов М.А.	241	Kuzmichev S.V.	4
		Sapozhnikov K.	169
Цаповская О.А.	147	Shen Jun	165
Царева И.Н.	236	Wilkes T.E.	75

## СОДЕРЖАНИЕ

Слуцкер А.И., Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г., Синани А.Б., Дамаскинская Е.Е. (Санкт-Петербург) ПОРИСТОСТЬ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ.	3
Kukushkin S. A., Kuzmichev S. V. (Санкт-Петербург) EVOLUTION OF UNIFORMLY STRESSED MICROPORE IN BRITTLE SOLID.	4-6
Калетина Ю.В., Счастливец В.М. (Екатеринбург) ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА СТАБИЛЬНОСТЬ РЕВЕРТИРОВАННОГО АУСТЕНИТА И СВОЙСТВА МАРТЕНСИТНОСТАРЕЮЩИХ СТАЛЕЙ	6-9
Макаров А.В., Саврай Р.А., Табатчикова Т.И., Счастливец В.М., Яковлева И.Л., Егорова Л.Ю. (Екатеринбург) ЭВОЛЮЦИЯ СТРУКТУРЫ ПЕРЛИТА УГЛЕРОДИСТОЙ СТАЛИ В РЕЗУЛЬТАТЕ УСТАЛОСТНЫХ ИСПЫТАНИЙ	10-12
Криштал М.М., Хрусталева А.К., Демин И.С., Разуваев А.А., Бородин С.А. (Тольятти, Самара) ОСОБЕННОСТИ ЗАРОЖДЕНИЯ И РАЗВИТИЯ ОБЛАСТЕЙ МАКРОЛОКАЛИЗАЦИИ ДЕФОРМАЦИИ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ВИДАХ ПОТЕРИ ЕЕ УСТОЙЧИВОСТИ	13-15
Бетехтин В.И., Бутенко П.Н., Гиляров В.Л., Кадомцев А.Г., Корсуков В.Е., Корсукова М.М., Обидов Б.А., Савельев В.Н. (Санкт-Петербург) ФРАКТАЛИЗАЦИЯ РЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ АМОРФНОГО СПЛАВА КАК ПРЕДВЕСТНИК РАЗРЫВА	16-18
Федоров В.А. (Тамбов) МЕХАНИЗМЫ ЗАРОЖДЕНИЯ ТРЕЩИН НА ГРАНИЦАХ МЕХАНИЧЕСКИХ ДВОЙНИКОВ	19-20
Пилюгин В.П., Солодова И.Л., Коршунов Л.Г., Пацелов А.М., Чернышев Е.Г. (Екатеринбург) СТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ВЫСОКОМАРГАНЦЕВЫХ СТАЛЯХ И СПЛАВАХ ПРИ ДЕФОРМАЦИИ ПОД ДАВЛЕНИЕМ	20-23
Пилюгин В.П., Солодова И.Л., Пацелов А.М., Чернышев Е.Г., Анчаров А.И. (Екатеринбург, Новосибирск) СТРУКТУРА И ТЕРМИЧЕСКАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ НЕРАВНОВЕСНЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ ЭЛЕМЕНТОВ ОГРАНИЧЕННОЙ РАСТВОРИМОСТИ	23-25
Крылов-Олефиренко В.В. (Минск/Беларусь) СРАВНИТЕЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ ТЕХНОЛОГИИ И ТЕОРИИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ.	26-28
Зубцов В.И. (Полоцк) ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ОЦЕНКИ ПРОЧНОСТИ МАТЕРИАЛОВ С НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРУЕМЫМ СОСТОЯНИЕМ, БЛИЗКИМ К ОДНОРОДНОМУ.	29-31
Баранов Ю.В. (Москва) ВЛИЯНИЕ СИММЕТРИИ ОСИ РАСТЯЖЕНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ ВОЛЬФРАМА НА ЭФФЕКТ А.Ф.ИОФФЕ	32-34
Кардашев Б.К., Чернов В.М. (Санкт-Петербург, Москва) ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ И УДАРНАЯ ВЯЗКОСТЬ КОНСТРУКЦИОННЫХ ОЦК СПЛАВОВ	35-37
Житару Р.П., Михайлюк А.И. (Кишинев/Молдова) ФИЗИКА ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОИСКРОВЫХ ПОКРЫТИЙ РЯДА МЕТАЛЛОВ.	38-40

Житару Р.П., Парамонов А.М., Коваль А.В. (Кишинев/Молдова) ИЗМЕНЕНИЯ МИКРОТВЕРДОСТИ ПРИ МИКРОИНДЕНТИРОВАНИИ В УСЛОВИЯХ СМАЗОЧНЫХ СРЕД И РАЗЛИЧНЫХ УСИЛИЙ ИНДЕНТИРОВАНИЯ	41-43
Барахтин Б.К., Барахтина Н.Н., Лебедева Н.В., Осокин Е.П. (Санкт-Петербург) СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В КОНСТРУКЦИОННОМ АЛЮМИНИЕВОМ СПЛАВЕ В УСЛОВИЯХ ГОРЯЧЕЙ ДЕФОРМАЦИИ СЖАТИЕМ	44-47
Барахтин Б.К., Пазилова У.А., Хлусова Е.И. (Санкт-Петербург) АНАЛИЗ КОНТУРОВ ГРАНИЦ БЕЙНИТО-МАРТЕНСИТНЫХ КРИСТАЛЛОВ ПОСЛЕ ЗАКАЛКИ И ОТПУСКА МАЛОУГЛЕРОДИСТОЙ ВЫСОКОПРОЧНОЙ СТАЛИ	47-50
Мещеряков Ю.И., Савенков Г.Г. (Санкт-Петербург) НЕМОНОТОННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПРИ ДИНАМИЧЕ- СКОМ НАГРУЖЕНИИ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ	50-52
Муратов В.С. (Самара) ОСОБЕННОСТИ РАЗРУШЕНИЯ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ ПОСЛЕ ЭЛЕКТРОННО- ЛУЧЕВОЙ ОБРАБОТКИ	53-54
Федоров В.А., Плужникова Т.Н., Кириллов А.М., Лобанов А.С. (Тамбов) ДВОЙНИКОВАНИЕ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ОЦК СПЛАВА Fe+3,25%Si	55-56
Плужникова Т.Н., Федоров В.А., Вигдорович В.И., Лысиков И.А. (Тамбов) ИЗУЧЕНИЕ НАВОДОРОЖИВАНИЯ КОНСТРУКЦИОННЫХ СТАЛЕЙ В УСЛОВИЯХ МЕХАНИЧЕСКОГО НАГРУЖЕНИЯ	57-58
Яшин А. В., Дудник Е. А., Сеница Н. В., Старостенков М. Д. (Барнаул, Рубцовск) ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОЙ СТАДИИ ДЕФОРМАЦИИ ПРИ ОДНООСНОМ ДИНАМИ- ЧЕСКОМ РАСТЯЖЕНИИ	59-61
Дудник Е.А., Веселов А.Г., Старостенков М.Д. (Рубцовск, Барнаул) ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЛИНЕЙНЫХ ДЕФЕКТОВ НА ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА РАЗУПОРЯДОЧИВАНИЯ В БИНАРНОМ СПЛАВЕ	62-64
Клевцов Г.В., Клевцова Н.А. (Оренбург) СВЯЗЬ ПЛАСТИЧЕСКИХ ЗОН У ВЕРШИНЫ ТРЕЩИНЫ С ПАРАМЕТРАМИ НАГРУ- ЖЕНИЯ И МИКРОМЕХАНИЗМОМ РАЗРУШЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ	65-67
Осинская Ю.В., Покоев А.А. (Самара) ТЕМПЕРАТУРНЫЕ И ЧАСТОТНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ МАГНИТОПЛАСТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В БЕРИЛЛИЕВОЙ БРОНЗЕ БРБ-2 ПОСЛЕ СТАРЕНИЯ В ИМПУЛЬСНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ	68-70
Клявин О.В., Николаев В.И., Поздняков О.Ф., Смирнов Б.И., Чернов Ю.М., Шпейзман В.В. (Санкт-Петербург) МЕХАНОДИНАМИЧЕСКОЕ ПРОНИКНОВЕНИЕ АЗОТА В АРМКО-ЖЕЛЕЗО ПРИ $T = 78K$ .	70-71
Зголич М.В., Старенченко В.А., Куринная Р.И. (Томск) ВЛИЯНИЕ ГИБКОСТИ СКОЛЬЗЯЩЕЙ ДИСЛОКАЦИИ НА НАПРЯЖЕНИЕ РАЗРУШЕ- НИЯ ДИСЛОКАЦИОННЫХ СОЕДИНЕНИЙ, ОБРАЗОВАННЫХ ПРИ СЛУЧАЙНОМ ПЕРЕСЕЧЕНИИ РЕАГИРУЮЩИХ ДИСЛОКАЦИЙ В ГЦК КРИСТАЛЛАХ	72-74
Кардашев Б.К., Орлова Т.С., Смирнов Б.И., Wilkes T.E., Faber K.T. (Санкт-Петербург, Evanston/USA) МОДУЛЬ ЮНГА И ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ БИОМОРФНОГО КОМПОЗИТА SiC/Al- 13Si-9Mg	75-77
Ковалевская Ж.Г., Иванов Ю.Ф., Уваркин П.В., Клименов В.А., Перевалова О.Б. (Томск) ВЛИЯНИЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ С УЛЬТРАЗВУКОВЫМ ВОЗДЕЙСТВИ- ЕМ НА СТРУКТУРУ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ МАЛОУГЛЕРОДИСТОЙ СТАЛИ	78-80

Пульнев С.А., Никаноров С.П., Прядко А.И., Вяххи И.Э., Рогов А.В., Николаев В.И., Чикиряка А.В. (Санкт-Петербург) ЛИНЕЙНЫЕ ПРИВОДЫ НА ОСНОВЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ Cu-Al-Ni С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ	81-83
Родионов Д.П., Филиппов Ю.И., Виноградова Н.И., Давыдов Д.И., Степанова Н.Н., Акшенцев Ю.Н. (Екатеринбург) ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ИСПЫТАНИЙ НА ПРОЧНОСТНЫЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ ВКНА-4У В РАЗЛИЧНОМ СТРУКТУРНОМ СОСТОЯНИИ	84-86
Кулик В.Б., Веттегрень В.И. (Санкт-Петербург) «ЗАКАЛОЧНЫЕ» НАПРЯЖЕНИЯ В АМОРФНОМ ПОЛИМЕРЕ	87-89
Веттегрень В.И., Башкарев А.Я., Бараусов А.В. (Санкт-Петербург) ВЛИЯНИЕ ПОДАТЛИВОСТИ МАТИЦЫ НА ПРОЧНОСТЬ ВОЛОКНИСТОГО УГЛЕРОД-УГЛЕРОДНОГО КОМПОЗИТА	89-91
Веттегрень В.И., Ляшков А.И., Щербаков И.П. (Санкт-Петербург) ДИНАМИКА ТРЕЩИН В ПОЛИМЕРАХ ПРИ СУХОМ ТРЕНИИ.	91-94
Столяров О.Н. (Санкт-Петербург) ИНЖЕНЕРНОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ТЕКСТИЛЬНЫХ КОНСТРУКЦИОННЫХ КОМПОЗИТОВ С ПОВЫШЕННОЙ УДЕЛЬНОЙ ПРОЧНОСТЬЮ И ЖЕСТКОСТЬЮ	94-95
Митропольская С.Ю. (Екатеринбург) ЭВОЛЮЦИЯ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СТАЛЕЙ ПРИ ДЕФОРМИРОВАНИИ	96-98
Тарасов Ю.М., Семашко Н.А., Коптева О.Г., Кольцов А.Г., Чернов А.И. (Москва) ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПОДХОДЫ К ОПРЕДЕЛЕНИЮ КРИТИЧЕСКИХ НАГРУЗОК СМЕНЫ МЕХАНИЗМА ДЕФОРМАЦИИ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ.	99-100
Черняева Е.В., Волков А.Е., Мерсон Д.Л. (Санкт-Петербург, Тольятти) СПЕКТРАЛЬНЫЙ СОСТАВ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ ПРИ ИНДЕНТИРОВАНИИ, НАГРЕВЕ И ОХЛАЖДЕНИИ ОБРАЗЦОВ ИЗ НИКЕЛИДА ТИТАНА	100-103
Кустов А.И., Мигель И.А. (Воронеж) ВЫЯВЛЕНИЕ СОСТОЯНИЙ ТВЕРДЫХ ТЕЛ, ПРЕДШЕСТВУЮЩИХ ИХ РАЗРУШЕНИЮ, МЕТОДАМИ АКУСТОМИКРОСКОПИЧЕСКОЙ ДЕФЕКТОСКОПИИ	103-106
Кустов А.И., Мигель И.А. (Воронеж) АНАЛИЗ ДЕФЕКТНЫХ СТРУКТУР МАТЕРИАЛОВ В КОНДЕНСИРОВАННОМ СОСТОЯНИИ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДОВ АКУСТОМИКРОСКОПИЧЕСКОЙ ДЕФЕКТОСКОПИИ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИХ ВЛИЯНИЯ НА ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА	107-110
Кустов А.И., Мигель И.А. (Воронеж) АКУСТОМИКРОСКОПИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ С ЦЕЛЬЮ ОЦЕНКИ ПРЕДЕЛЬНОСТИ ИХ СОСТОЯНИЯ	110-113
Вострецова А.В., Будовских Е.А., Осколкова Т.Н., Иванов Ю.Ф., Громов В.Е. (Новокузнецк) ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВОЙ ОБРАБОТКИ НА ЗОНУ ЭЛЕКТРОВЗРЫВНОГО АЛИТИРОВАНИЯ УГЛЕРОДИСТОЙ СТАЛИ	114
Плехов О.А., Пантелеев И.А., Леонтьев В.А. (Пермь) ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОСВЯЗИ МЕХАНИЧЕСКИХ И ДИССИПАТИВНЫХ СВОЙСТВ МЕТАЛЛОВ ПРИ ЦИКЛИЧЕСКОМ ДЕФОРМИРОВАНИИ МЕТОДАМИ ИНФРАКРАСНОГО СКАНИРОВАНИЯ И АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ.	115-116
Ляпунова Е.А., Баяндин Ю.В., Пантелеев И. А., Наймарк О.Б. (Пермь) ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ ПЛАСТИЧЕСКИ ДЕ-	117-119

ФОРМИРУЕМОГО МОНОКРИСТАЛЛА АЛЮМИНИЯ В ТЕРМИНАХ ЭФФЕКТИВНЫХ ТЕМПЕРАТУР И ФУНКЦИИ ПЛОТНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕРОЯТНОСТИ	
Уваров С.В., Наймарк О.Б., Баяндин Ю.В., Оборин В.А. (Пермь) ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ СТРУКТУРЫ ЧИСТОГО (АРМКО-)ЖЕЛЕЗА ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ	120-122
Соковиков М.А. (Пермь) ИССЛЕДОВАНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАСТИЧЕСКОГО СДВИГА ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ КАК РЕЗУЛЬТАТА СТРУКТУРНО - КИНЕТИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДОВ В АНСАМБЛЯХ МИКРОСДВИГОВ	123-126
Ширинкина И.Г., Астафьев В.В., Бродова И.Г., Яблонских Т.И. (Екатеринбург) СПЛАВЫ С НИЗКИМ КОЭФФИЦИЕНТОМ ЛИНЕЙНОГО РАСШИРЕНИЯ, ПОЛУЧЕННЫЕ БЫСТРОЙ ЗАКАЛКОЙ ИЗ РАСПЛАВА	126-127
Смирнов А. Е., Беккауер Н. Н. (Москва) ЗАВИСИМОСТЬ МИКРОТВЕРДОСТИ А1 ОТ ВРЕМЕНИ ПОСЛЕ МАГНИТНОЙ ОБРАБОТКИ	127
Красильников В.В., Савотченко С.Е. (Белгород) МОДЕЛЬ ДИФфуЗИИ ИЗ ПОСТОЯННОГО ИСТОЧНИКА ПО НЕСТАЦИОНАРНЫМ ДИСЛОКАЦИОННЫМ ТРУБКАМ	128-130
Малашенко В.В. (Донецк/Украина) ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СКОРОСТНУЮ ЗАВИСИМОСТЬ ПРЕДЕЛА ТЕКУЧЕСТИ НОРМАЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ В ОБЛАСТИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР	131-133
Самохина С.И., Петелин А.Е., Колупаева С.Н. (Томск) ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ФОРМИРОВАНИЯ ЗОНЫ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКОГО СДВИГА В СВИНЦЕ	134-136
Аругюнян Р.А. (Санкт-Петербург) ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ РАДИАЦИОННОГО СТАРЕНИЯ НА ПОЛЗУЧЕСТЬ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ	137-139
Волынцев А.Б., Ратт А.В., Шилов А.Н. (Пермь) МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ СИСТЕМЫ Pd-H И ДИСЛОКАЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ СХЕМАХ ИСПЫТАНИЯ МАТЕРИАЛА В УСЛОВИЯХ ФАЗОВОГО $\alpha$ - $\beta$ ПРЕВРАЩЕНИЯ.	140-142
Вьюненко Ю.Н. (Санкт-Петербург) ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ В МЕТАЛЛАХ С ЭПФ	143-145
Медведский А.Л., Куприков М.Ю., Павлов К.А. (Москва) РЕШЕНИЕ ОБРАТНЫХ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗАДАЧ ДЛЯ ЭЛЕМЕНТОВ УПРУГИХ КОНСТРУКЦИЙ	146
Иванов А.С., Цаповская О.А. (Подольск) МОДЕЛИРОВАНИЕ ВНУТРЕННИХ НАПРЯЖЕНИЙ В МАТЕРИАЛАХ С НЕОДНОРОДНОЙ СТРУКТУРОЙ	147-149
Власов Н.М. (Подольск) РАЗРУШЕНИЕ МЕТАЛЛОВ В ПОЛЕ ВНУТРЕННИХ НАПРЯЖЕНИЙ	150-152
Кащенко М.П., Чашина В.Г. (Екатеринбург) ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ МАРТЕНСИТНЫХ КРИСТАЛЛОВ ПРИ В2-В19-В19' МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ	153-155
Юдин В.В., Титов П.Л., Михалюк А.Н. (Владивосток) ТЕОРЕТИКО-ИНФОРМАЦИОННАЯ ИДЕНТИФИКАЦИЯ ТИПА ДАЛЬНОДЕЙСТВИЯ КЛАССИЧЕСКИХ РЕШЕТОК	156-158

Зуев Л.Б., Баранникова С.А., Данилов В.И. (Томск) ДВУХКОМПОНЕНТНАЯ МОДЕЛЬ ПЛАСТИЧНОСТИ: ЛОКАЛИЗАЦИЯ ДЕФОРМАЦИИ КАК НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ТЕЧЕНИЯ	159-161
Чертов В.М. (Москва) ПЕРЛИТ ЗАКАЛКИ И СВОЙСТВА КОЛЕСНОЙ СТАЛИ	162
Беляев С.П., Реснина Н.Н., Милюкина С.Н., Рубаник В.В. (Санкт-Петербург, Витебск/Беларусь) МАРТЕНСИТНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ И ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА НИКЕЛИДА ТИТАНА ПОСЛЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОТЖИГА	163-164
Кадашевич Ю.И., Помыткин С.П. (Санкт-Петербург) ЭНДОХРОННАЯ ТЕОРИЯ НЕУПРУГОСТИ, УЧИТЫВАЮЩАЯ ЗАТВЕРДЕВАНИЕ МАТЕРИАЛА	164
Судьенков Ю.В., Shen Jun, Атрошенко С.А., Наумова Н.С. (Санкт-Петербург, Харбин/Китай) ДИНАМИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТЕКОЛ ПРИ УДАРНЫХ НАГРУЗКАХ СУБМИКРОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ.	165-167
Корниенко О.Ю., Беликов С. В., Россина Н. Г., Попов А. А. (Екатеринбург) ВЛИЯНИЕ РЕЖИМОВ ТЕРМИЧЕСКОЙ И ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ НА КОРРОЗИОННУЮ СТОЙКОСТЬ СТАЛИ 25Х2М1ФА	167-168
Sapozhnikov K., Golyandin S., Kustov S., Cesari E. (Санкт-Петербург, Palma de Mallorca/Spain) ANELASTICITY AND STRESS-INDUCED MAGNETIZATION IN POLYCRYSTALLINE Ni-Fe-Ga-Co FERROMAGNETIC SHAPE MEMORY ALLOY	169-171
Гнюсов С.Ф., Севостьянова И.Н. (Томск) РОЛЬ МАРТЕНСИТНЫХ И СУБСТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В ФОРМИРОВАНИИ ПРОЧНЫХ СВОЙСТВ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ WC – ЖЕЛЕЗО-МАРГАНЦОВИСТАЯ СТАЛЬ	172-174
Кульков С.Н., Савченко Н.Л., Гнюсов С.Ф. (Томск) ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ НА ПРОЧНОСТНЫЕ И ТРИБОТЕХНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КЕРАМИЧЕСКИХ И МЕТАЛЛОКЕРАМИЧЕСКИХ КОМПОЗИТОВ	174-175
Савченко Н.Л., Мельников А.Г., Саблина Т.Ю., Кульков С.Н. (Томск) ПРОЧНОСТНЫЕ И ТРИБОТЕХНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИТОВ ZrO <sub>2</sub> -Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub> И ZrO <sub>2</sub> -Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub> -Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ «СПЕКАНИЕ-КОВКА»	175-176
Чуканов А.Н., Левин Д.М. (Тула) МЕТОД ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ В ОЦЕНКЕ ДЕГРАДАЦИИ И ПОВРЕЖДЕННОСТИ УГЛЕРОДИСТЫХ СПЛАВОВ	177-178
Чуканова А.А. (Тула) РОЛЬ ВОДОРОДА В ДЕГРАДАЦИИ И ДЕСТРУКЦИИ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ Fe-C	178
Шибков А.А., Михлик Д.В., Золотов А.Е., Желтов М.А. (Тамбов) СТЕПЕННАЯ СТАТИСТИКА ДИСЛОКАЦИОННЫХ ЛАВИН В СПЛАВАХ Al-Mg И ЗАКОН ОМОРИ ДЛЯ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ	179-181
Шибков А.А., Желтов М.А., Кольцов Р.Ю., Аверков В.А. (Тамбов) ДИНАМИКА И СТАТИСТИКА СКАЧКООБРАЗНЫХ ПРОЦЕССОВ СТРУКТУРНОЙ РЕЛАКСАЦИИ ВО ЛЬДЕ	181-184
Шибков А.А., Михлик Д.В. Золотов А.Е., Желтов М.А., Назаров С.В. (Тамбов) ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ВЫЗВАННОЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТЬЮ МЕТАЛЛА В УСЛОВИЯХ ОЛЕДЕНЕНИЯ	184-185

Шибков А.А., Михлик Д.В., Золотов А.Е., Желтов М.А. (Тамбов) ДЕФОРМАЦИОННАЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ЭМИССИЯ ЛЬДА	186
Лозенко В.В., Шепелевич В.Г., Грачев А.И. (Минск/Беларусь) СТРУКТУРА И МИКРОТВЕРДОСТЬ БЫСТРОЗАТВЕРДЕВШИХ ФОЛЫГ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ Zn–Pb.	187-188
Сивцова П.А., Неумержицкая Е. Ю., Шепелевич В.Г. (Минск/Беларусь) СРАВНИТЕЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ БИНАРНЫХ И ТРОЙНЫХ БЫСТРОЗАТВЕРДЕВШИХ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ Al–Ni–Zr	189-191
Шепелевич В.Г., Гусакова О.В. (Минск, Беларусь) ЯЧЕЙСТАЯ СТРУКТУРА ПОВЕРХНОСТИ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ Sn–Bi, ПОЛУЧЕННЫХ ПРИ БЫСТРОМ ОХЛАЖДЕНИИ ИЗ РАСПЛАВА.	192-194
Емалетдинов А.К. (Уфа) СИНЕРГЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ПРИ УСТАЛОСТНОМ РАЗРУШЕНИИ МАТЕРИАЛОВ	195-196
Емалетдинов А.К., Алетдинов А.Ф. (Уфа) МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ДИСЛОКАЦИОННОЙ СУБСТРУКТУРЫ И ДОЛГОВЕЧНОСТИ СЛОИСТЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ТЕРМОЦИКЛИРОВАНИИ	196-197
Ганеева А.А., Круглов А.А., Лутфуллин Р.Я. (Уфа) МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЛОИСТЫХ КОМПОЗИТОВ ИЗ ТИТАНОВОГО СПЛАВА ВТ6.	197-198
Ганеева А.А., Круглов А.А., Лутфуллин Р.Я. (Уфа) СТРУКТУРА И СВОЙСТВА СФЕРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ ИЗ СЛОИСТОГО КОМПОЗИТА.	199-200
Даринская Е.В., Петржик Е.А., Колдаева М.В. (Москва) МАГНИТОПЛАСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ И МОЛЕКУЛЯРНЫХ КРИСТАЛЛАХ	201-203
Никифороенко В.Н., Босин М.Е. (Харьков/Украина) К ВОПРОСУ ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОМ ОБНАРУЖЕНИИ ПЛАНКОВСКОЙ ДЛИНЫ ВОЛНЫ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ	204-205
Опаричев А.Б. (Москва) ПОВЕДЕНИЕ НАКЛОННОКОНДЕНСИРОВАННЫХ ПЛЁНОК ПРИ ТЕРМООБРАБОТКЕ В ВОЗДУШНОЙ АТМОСФЕРЕ	206-208
Азаров А. С., Фроленкова Л. Ю., Шоркин В. С. (Орел) УЧЕТ ВЛИЯНИЯ ТРОЙНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ СРЕДЫ НА ПОВЕРХНОСТНЫЕ И АДГЕЗИОННЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ	209-210
Баранников В.А., Николаева Е.А. (Пермь) ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛАКСАЦИОННОГО ПРОЦЕССА ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ДЕФОРМИРОВАНИИ МЕДИ	211-214
Полетика Т.М., Гирсова С.Л., Пшеничников А.П. (Томск) НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ В ГПУ- СПЛАВАХ ЦИРКОНИЯ НА РАЗЛИЧНЫХ МАСШТАБНЫХ УРОВНЯХ	214-216
Учаев А.Я., Пунин В.Т., Моротов А.П., Назаров В.В., Васин М.Г., Сельченкова Н.И., Кошелева Е.В., Платонова Л.А. (Саров) О ВОЗМОЖНОСТИ ЛАБОРАТОРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭФФЕКТОВ КУМУЛЯЦИИ И ПЕРЕМЕШИВАНИЯ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА МЕТАЛЛОВ ПРИ ВЫСОКОИНТЕНСИВНОМ ВНЕШНЕМ ВОЗДЕЙСТВИИ	217-219
Учаев А.Я., Пунин В.Т., Моротов А.П., Сельченкова Н.И., Кошелева Е.В., Платонова Л.А., Юкина Н.А., Конкин А.С., Жабыка Л.В. (Саров)	219-222



ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕННОЙ ГРАНИЦЫ СОХРАНЕНИЯ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ СВОЙСТВ МЕТАЛЛОВ ПРИ ВЫСОКОИНТЕНСИВНОМ ВНЕШНЕМ ВОЗДЕЙСТВИИ, ОБУСЛОВЛЕННОЙ ЭФФЕКТАМИ САМООРГАНИЗАЦИИ ДИССИПАТИВНЫХ СТРУКТУР	
Зубцов В.И. (Полоцк) РАЗРАБОТКА РЕЦЕПТУРЫ И ИЗУЧЕНИЕ ОСТАТОЧНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ АТМОСФЕРОСТОЙКОГО КОМПОЗИЦИОННОГО МАТЕРИАЛА ДЛЯ ГЕРМЕТИЗАЦИИ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ.	222-224
Маркова Г.В., Лабзова Л.В., Шустова О.Ю. (Тула) ВЛИЯНИЕ СТЕПЕНИ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПАМЯТИ ФОРМЫ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ Fe-Mn-Si	225-226
Прозорова Э.В. (Санкт-Петербург) ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСИИ В ЗАДАЧАХ МЕХАНИКИ СПЛОШНЫХ СРЕД С БОЛЬШИМИ ГРАДИЕНТАМИ	226
Карасева Е.В., Мац А.В., Соколенко В.И. (Харьков/Украина) СТРУКТУРНЫЕ И АКТИВАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЗУЧЕСТИ НИОБИЯ В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР 77-300К.	227-229
Коршак В.Ф., Шаповалов Ю.А., Крышталь А.П. (Харьков/Украина) ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДА ДЕФОРМАЦИИ В УСЛОВИЯХ СВЕРХПЛАСТИЧНОСТИ	230-232
Алиев М.А., Багинов А.А. (Махачкала) ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОСТИМУЛИРОВАННОЙ РЕСТРУКТУРИЗАЦИИ МНОГОКОМПОНЕНТНОГО МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СПЛАВА ПРИ ОДНОВРЕМЕННОЙ РЕАЛИЗАЦИИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ	233-235
Тарасенко Ю.П., Бердник О. Б., Царева И. Н., Кривина Л. А. (Н.Новгород) ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИЧИН РАЗРУШЕНИЯ ТУРБИННЫХ ЛОПАТОК	236-238
Демидов А. Н., Хромченко Ф.А. (Москва) РЕМОНТ РАБОЧИХ ЛОПАТОК ПАРОВЫХ ТУРБИН	238-239
Алексеев А.Д., Фельдман Э.П. (Донецк/Украина) РАВНОВЕСНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МЕТАНА В УГОЛЬНЫХ ПЛАСТАХ	240-241
Бондарев А.Б., Хусаинов М.А., Андреев В.А., Летенков О.В. (В.Новгород, Москва) СИЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СФЕРИЧЕСКИХ СЕГМЕНТОВ ИЗ СПЛАВОВ TiNi ПОСЛЕ ИХ ПЕРЕГРЕВА	241-244
Моторин А.С., Нахатова Г.Г., Новосельский А.В., Разов А.И. (Санкт-Петербург) НЕМОНОТОННАЯ ОБРАТИМАЯ ПАМЯТЬ ФОРМЫ В НИКЕЛИДЕ ТИТАНА	245-247
Клубович В.В., Рубаник В.В., Самолетов В.Г. (Витебск/Беларусь) ПОЛУЧЕНИЕ ГРАДИЕНТНЫХ МАТЕРИАЛОВ МЕТОДОМ СВС В ЦЕНТРИФУГЕ.	248-250
Kisel V.P. (Черноголовка) IMPACT EVIDENCE OF THE PLASTIC DEFORMATION ORIGIN OF PHASE TRANSITIONS: THE CRYOGENIC ADSORPTION OF HELIUM ISOTOPES	251-252
Kisel V.P. (Черноголовка) PHYSICAL-CHEMICAL SOFTENING OF BIOLOGICAL TISSUES IS THE ONLY WAY FOR LONG LIFE SPAN WITHOUT DISEASES. FATIGUE HARDENING IS THE KEY MECHANISM OF AGING AND DISEASES	252-253
Kisel V.P. (Черноголовка) DISLOCATION MECHANISMS EXPLAIN THE FEATURES OF LOW TEMPERATURE HEAT CONDUCTIVITY IN RARE-GAS SOLIDS	253-257
Kisel V.P. (Черноголовка) UNIVERSALITY OF DISLOCATION MECHANISMS IN DYNAMICS OF	258-260

PARTICLES IN SUPERCONDUCTIVITY OF SOLIDS, SUPERFLUIDITY IN He LIQUIDS	
Kisel V.P. (Черноголовка) DISLOCATION PLASTICITY IN THE MOBILITY OF IONS IN SOLIDIFIED GASES	261-264
Kisel V.P. (Черноголовка) DEFORMATION ORIGIN OF PHYSICAL-CHEMICAL EFFECTS AT PHASE TRANSI- TIONS	264
ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ	265-267
СОДЕРЖАНИЕ	268-273

Научное издание

**XVIII Петербургские чтения по проблемам прочности и роста кристаллов,  
посвященные 100-летию со дня рождения члена-корреспондента АН СССР  
профессора А.В.Степанова**

Материалы конференции, Ч.II,  
21-24 октября 2008 г., Санкт-Петербург, Россия

Все работы публикуются в авторской редакции.

*Оформление и компьютерная верстка Черняевой Е.В.*