Научный Совет РАН по физике конденсированных сред

Министерство образования и науки РФ

Межгосударственный координационный совет по физике прочности и пластичности материалов

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

Нижегородский филиал Института машиноведения им. А.А. Благонравова РАН

Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского

XLVII Международная конференция

«Актуальные проблемы прочности»

1-5 июля 2008 г.
г. Нижний Новгород

МАТЕРИАЛЫ КОНФЕРЕНЦИИ

Часть 1

Нижний Новгород,
2008

УДК 539.4
ББК 22.25
С-65

XLVII Международная конференция «Актуальные проблемы прочности», 1-5 июля 2008 года, Нижний Новгород: материалы конференции. Часть. 1.– Н.Новгород, 2008 – 374с.

В сборнике опубликованы материалы докладов, представленных на 47-ю Международную конференцию «Актуальные проблемы прочности» специалистами в области прочности и пластичности из России и ближнего зарубежья, посвященные вопросам физики и механики прочности, пластичности и разрушения материалов и конструкций; связи прочности со структурой нанокристаллов, аморфных, керамических, полимерных и других перспективных материалов; разработке научных основ и практических путей прогнозирования и повышения долговечности и надежности материалов и изделий; проблемам неразрушающего контроля и диагностики материалов.

Для специалистов в области физики металлов, металловедения, прочности и разрушения материалов, а также для студентов соответствующих специальностей.

Статьи публикуются в авторской редакции.

ISBN 978-5-902390-15-2 ООО ИД «Диалог Культур» 2008 г.

ТЕОРИЯ ДИФФУЗИИ В НЕРАВНОВЕСНЫХ ГРАНИЦАХ ЗЕРЕН

Перевезенцев В. Н., Пупынин А. С.

Нижегородский филиал Института машиноведения им. А.А. Благонравова РАН, Нижний Новгород, Россия,
pevn@uic.nnov.ru

Предложен подход к описанию процесса диффузии в неравновесных границах зерен с неупорядоченной атомной структурой, в основе которого лежат представления о зарождении метастабильных зернограничных вакансий в результате термических флуктуаций плотности материала границы. Показано, что коэффициент зернограничной диффузии экспоненциально зависит от величины относительного неравновесного избыточного объема границы $\lambda = \Delta V_b/V_0$, где ΔV_b – избыточный объем зернограничного атома, V_0 – объем атома в равновесной границе. В общем случае величина λ может изменяться как вследствие диффузионного массопереноса по границе, приводящего к перераспределению в границе неравновесного избыточного объема, так и в результате образования в границе метастабильных вакансий и выхода их в объем соседних зерен. В силу этого, а также вследствие специфики механизмов генерации неравновесного избыточного объема ГЗ в процессе пластической деформации или отжига, в общем случае величина λ, а, следовательно, и коэффициента зернограничной диффузии оказывается зависящей от координат и времени. В работе получены уравнения, описывающие самодиффузию атомов и диффузию атомов примеси в неравновесных ГЗ с учетом координатной и временной зависимости коэффициентов диффузии. Показано, что эти уравнения сводятся к обычным уравнениям диффузии в случае однородного по границе распределения относительного неравновесного избыточного объема с эффективным коэффициентом диффузии $D_b = D^*_b \cdot \exp(\alpha\lambda)$. Здесь D^*_b – коэффициент диффузии по равновесной границе, $\alpha = 4/3(GV_0/kT)$, G – модуль сдвига, k – постоянная Больцмана, T – температура. На примере алюминия и меди проанализирована кинетика изменения диффузионных свойств ГЗ за счет диффузионного перераспределения неравновесного объема границы. Показано, что характерное время перехода ГЗ в неравновесное состояние в алюминии намного меньше по сравнению с медью. Для случая вакансионного механизма диффузии примесных атомов показано, что в условиях, когда вся граница находится в неравновесном состоянии, эффективный коэффициент зернограничной гетеродиффузии может существенно (на один–два порядка) превышать соответствующее равновесное значение.

ВЛИЯНИЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА ДЕФОРМАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕЖЗЕРЕННЫХ ГРАНИЦ

Перевезенцев В. Н., Пупынин А. С., Свирина Ю. В.

Нижегородский филиал Института машиноведения им. А.А. Благонравова РАН, Нижний Новгород, Россия,
pevn@uic.nnov.ru

Экспериментальные данные показывают, что взаимодействие большеугловых границ зерен (ГЗ) с дефектами кристаллической решетки приводит к изменению их диффузионной проницаемости, и, как следствие, изменению скорости зерногранично-

го проскальзывания, миграционной подвижности диффузионно-контролируемых процессов. В последние годы обнаружены аномально высокие диффузионные характеристики ГЗ в субмикрокристаллических материалах, полученных методами интенсивной пластической деформации. Предполагается, что причиной наблюдаемых аномалий диффузионных свойств являются переход ГЗ в существенно неравновесное состояние вследствие поглощения ими дефектов кристаллической решетки (дислокаций, вакансий), попадающих в ГЗ в процессе пластической деформации (ПД). В работе проанализировано влияние ПД на диффузионные характеристики ГЗ с позиций развитой авторами модели зернограничной диффузии (ЗГ) [1]. В рамках данной модели коэффициент ЗГ диффузии экспоненциально зависит от величины относительного неравновесного избыточного объема границы $\lambda = \Delta V_b/V_0$, где ΔV_b – избыточный объем зернограничного атома, V_0 – объем атома в равновесной границе: $D_b = D^*_b \cdot \exp(\alpha\lambda)$. Здесь D^*_b – коэффициент диффузии по равновесной границе, $\alpha = 4/3(GV_0/kT)$, G – модуль сдвига, k – постоянная Больцмана, T – температура. Таким образом, задача сводится к рассмотрению механизмов генерации и релаксации неравновесного избыточного объема ГЗ в процессе ПД. В работе получены кинетические уравнения баланса, описывающие эволюцию неравновесного избыточного объема ГЗ λ и коэффициента ЗГ диффузии D_b в процессе стока в ГЗ неравновесных деформационных вакансий; генерации неравновесных вакансий в ГЗ при переползании, делокализации и частичной аннигиляции решеточных дислокаций и генерации неравновесных вакансий в процессе зернограничного проскальзывания (ЗГП) по ГЗ, содержащей ступеньки одного знака. Во всех этих случаях проанализирована зависимость D_b от скорости деформации, температуры и размера зерна. Показано, что в зависимости от условий ПД, величина коэффициента ЗГ диффузии может на один–два порядка превышать D^*_b. В качестве примера на рис. 1 приведена зависимости D_b от скорости деформации для случая совместного протекания внутризеренной деформации и ЗГП.

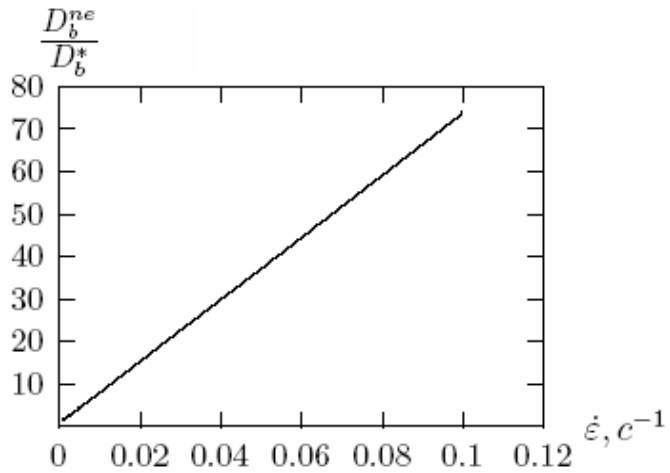


Рис. 1. Зависимость стационарного значения коэффициента зернограничной диффузии от скорости деформации для случая совместного протекания внутризеренной деформации и ЗГП.

Список литературы

1. Перевезенцев В.Н. // ФММ. - 2002. - т. 93, №3. - С. 15–19.
2. Perevezentsev V.N., Pupynin A.S., Svirina J.V. //Mater. Sci. Eng. A. – 2005. - vol. 410-411. - P.273-276.

МОДЕЛЬ АНОМАЛЬНОГО РОСТА ЗЕРЕН ПРИ ОТЖИГЕ КВАЗИОДНОФАЗНЫХ СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДАМИ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Перевезенцев В. Н., Пупынин А. С.

Нижегородский филиал Института машиноведения им. А.А. Благонравова РАН, Нижний Новгород, Россия,
pevn@uic.nnov.ru

Работа посвящена построению модели аномального роста в субмикрокристаллических материалах, полученных методами интенсивной пластической деформации (ИПД). В основу теоретического анализа положен подход, основанный на представлениях о том, что зернограничная диффузия атомов в межкристаллитных границах с неупорядоченной атомной структурой осуществляется путем образования метастабильных вакансий при флуктуации плотности материала границы и перескоков атомов в вакансии. В рамках данного подхода коэффициент зернограничной самодиффузии экспоненциально зависит от неравновесного избыточного объема Δv_b, возникновение которого в рассматриваемом случае связано с генерацией неравновесных вакансий в мигрирующей границе в процессе поглощения участков границ соседних зерен движущейся границей. В работе проанализировано влияние исходного разброса по размерам зерен при заданном начальном размере зерна и исходной плотности дислокаций в границах на начало процесса аномального роста зерен и кинетику изменения размера аномально растущего зерна при кратковременных отжигах. Показано, что инкубационный период аномального роста зерен связан с возвратом дефектной структуры границы. Проведенные численные расчеты показали, что увеличение исходной плотности дислокаций в границе при заданном разбросе зерен по размерам приводит к увеличению инкубационного периода процесса роста зерен. Кроме того, величина плотности дислокаций в границе влияет на конечный размер зерна при кратковременных отжигах: размер зерна тем меньше, чем больше исходная плотность дислокаций в границе. На поздней стадии аномального роста зерен дислокации, попавшие в границу в результате ее движения, замедляют движущуюся границу, и далее рост происходит по механизму собирательной рекристаллизации. Проведено сопоставление результатов численных расчетов с известными экспериментальными данными.

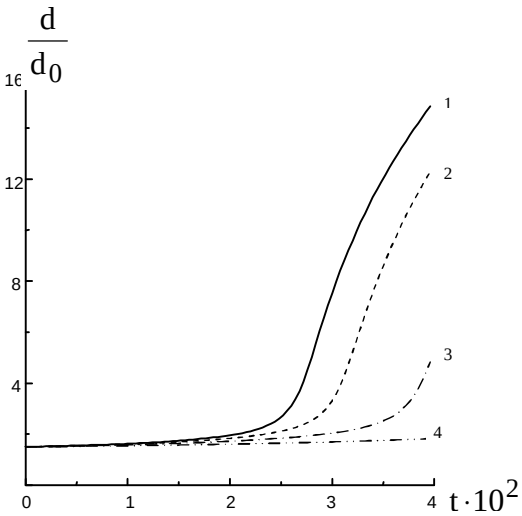


Рис.1. Кинетика изменения размера аномально растущих зерен при различной объемной доле частиц второй фазы: 1 – $f_v = 0$, 2 – $f_v = 0.005$, 3 – $f_v = 0.0125$, 4 – $f_v = 0.025$ ($\frac{\Delta d}{d_0} = 0.5$, $\rho_{b0}\Delta b_t = 2.56\cdot10^{-3}$, R_p = 50 нм).

КИНЕТИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ОПИСАНИЮ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ ОБОРВАННЫХ ДИСЛОКАЦИОННЫХ ГРАНИЦ ПРИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ МАТЕРИАЛА

Сарафанов Г. Ф., Перевезенцев В. Н.

Нижегородский филиал Института машиноведения им. А.А.Благонравова РАН
sarafanov@sinn.ru, pevn@uic.nnov.ru,

Отличительной особенностью развитой пластической деформации являются однотипные для разных металлов и условий нагружения структурные дефекты ротационного типа. Наиболее типичными дефектами такого рода являются оборванные дислокационные границы, которые возникают и развиваются в неравновесных условиях непосредственно в ходе пластической деформации материала [1]. Кристаллографический анализ оборванных границ позволил дать их физическую интерпретацию в терминах теории дефектов реального кристалла. Оказалось, что линейными дефектами, обладающими свойствами оборванных границ, являются частичные дисклинации – дефекты ротационного типа. Экспериментальные и теоретические исследования показали, что формирование субграницы происходит со стыков и изломов границ зерен, где формируются при пластической деформации особые мезодефекты — стыковые дисклинации. В соответствии с этим были предложены дисклинационные модели оборванных субграниц, которые хорошо отражали характер экспериментальных данных [2].

Вместе с тем, чисто дисклинационный подход, будучи сугубо статическим, оставляет открытым вопрос о характере зарождения субграниц и их эволюционной устойчивости. Дело в том, что в равновесных, статических условиях оборванные дислокационные границы не наблюдаются. Они формируются в резко неравновесных условиях, в открытых термодинамических системах, каковыми являются кристаллы на стадии развитой пластической деформации. При больших пластических деформациях разориентированные структуры деформационного происхождения (включая оборванные субграницы) являются существенно кинетическими образованиями и при последовательном рассмотрении должны описываться в рамках кинетического подхода.

В этой связи в настоящей работе на основе кинетического подхода проведено рассмотрение самосогласованной динамики дислокационного ансамбля в упругом поле клиновых дисклинаций.

Поведение ансамбля дислокаций описывалось системой эволюционных уравнений для плотности дислокаций $\rho_a(\mathbf{r},t)$ и функции напряжений Эйри $\psi^{eff}(\mathbf{r},t)$ системы дефектов:

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \mathrm{div}[\rho_a M_a(\mathbf{f}_a + \mathbf{f}_a^{eff})] = F_a(\rho_a), \qquad \mathbf{f}_a^{eff} = -b_a \nabla \frac{\partial \psi^{eff}}{\partial y}. \tag{1}$$

$$\psi^{eff}(\mathbf{r},t) = \sum_i \psi_i(\mathbf{r}-\mathbf{r}_i) + \sum_{a=\pm} \int \rho_a(\mathbf{r}',t)\psi_a^e(|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)d\mathbf{r}', \tag{2}$$

где $\psi_i(\mathbf{r}) = (D\omega_i/2)(r^2\ln(r/R_c) - r^2/2)$ – функция напряжений Эйри клиновой дисклинации мощности ω_i, $\psi_a^e(\mathbf{r}) = -b_a D y \ln(r/R_c)$ – функция напряжений Эйри краевой дислокации, $\mathbf{f}_a$ – сила Пича–Келера, обусловленная внешним полем $\sigma_e = \sigma_{xy}^{(e)}$, $\mathbf{f}_a^{eff}$ – сила, действующая на дислокации со стороны упругого поля системы дефектов, M_a

– тензор подвижности дислокаций, $F_a(\rho_a)$ – нелинейные функции, ответственные за кинетику дислокаций, $\mathbf{r}_i$ – радиус-вектор, задающий расположение дисклинаций.

Исследование (1),(2) показало, что дисклинации своими дальнодействующими полями напряжений возмущают ламинарный поток решеточных дислокаций, вызывая расслоение их однородного распределения и формируя в прилегающих объемах зерна области избыточной плотности дислокаций $I = \rho_+ - \rho_-$. Для случая одиночной клиновой дисклинации (при $\mathbf{r}_i = 0$) решение имеет вид

$$I(x,y) = \frac{\omega}{\pi b r_d} sh(y/r_d) K_0(r/r_d), \qquad (3)$$

где r_d – радиус экранирования упругого поля, $K_0(r)$ – функция Макдональда нулевого порядка. Соответствующий график зависимости $I = I(x,y)$ и эффективное поле сдвиговых напряжений $\sigma_{xy}^{eff} = -\partial^2\psi^{eff}/\partial x\partial y$ показаны на рис.1.

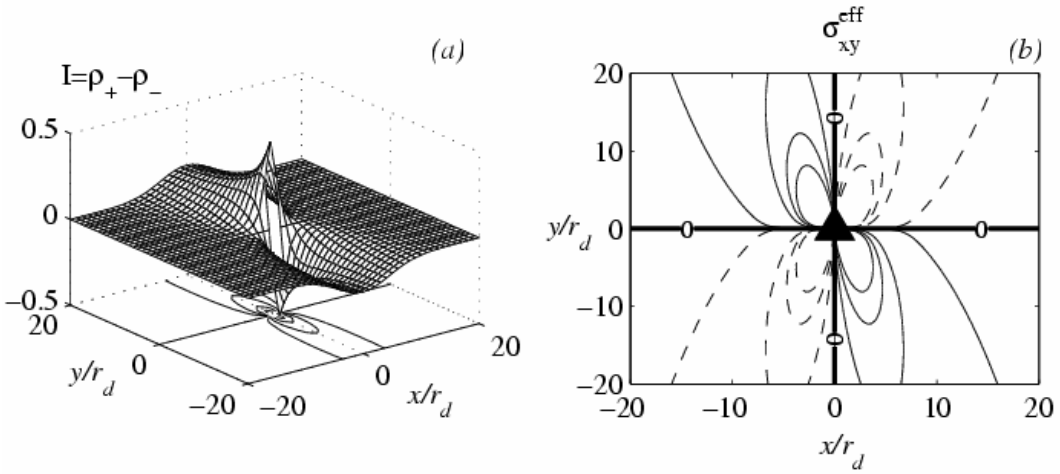


Рис. 1. Распределение нормированной на $I_c = \omega/\pi b r_d$ избыточной плотности дислокаций $I(x,y)$, согласно формуле (3) в упругом поле дисклинации (*a*) и изолинии компоненты σ_{xy}^{eff} тензора эффективных напряжений (*b*).

Оказалось, что такое перераспределение дислокаций в упругом поле дисклинации способно существенно понизить общую упругую энергию системы. Проведенный анализ экранировки упругого поля клиновой дисклинации системой дислокаций позволил получить выражение для упругой энергии кристалла в области размера R

$$W_e = \frac{\sqrt{\pi}}{4} D\omega^2 r_d^2 \sqrt{\frac{R}{r_d}}. \qquad (4)$$

Сравнивая эту энергию с энергией $U = D\omega R^2/8$ неэкранированной дисклинации получаем, что имеет место существенное снижение упругой энергии для дисклинации, экранированной системой избыточных дислокаций, распределенных по закону (3). Аналогичные результаты были получены для дисклинационного диполя (рис.2).

Из полученных результатов следует, что дислокационное экранирование оказывается эффективным способом понижения упругой энергии деформируемого кристалла. Выгодное энергетическое состояние реализуется как неравновесное состояние при активной дислокационной кинетике.

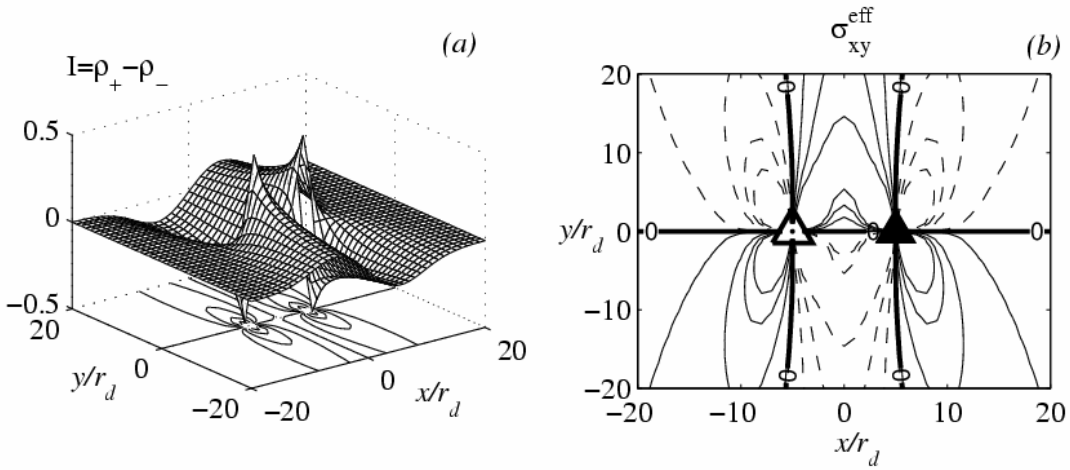


Рис. 2. Распределение нормированной избыточной плотности дислокаций $I(x,y)$ в поле дисклинационного диполя (*a*) и изолинии компоненты σ_{xy}^{eff} тензора эффективных напряжений *(b)*.

Важным следствием эффекта самосогласованного перераспределения дислокаций в условиях их кинетики в поле дисклинации явилось то, что дисклинация собирает вокруг себя дислокационный заряд, который создает разориентировку θ прилегающих к нему областей кристалла примерно равную половине мощности дисклинации ($\theta = 0{,}5\omega$). Области разориентации формируются вдоль линий нулевого уровня экранированного поля напряжений σ_{xy}^{eff} дисклинаций перпендикулярно действующей системе скольжения дислокаций (рис.1*b*). Эти области являются сугубо динамическими образованиями и имеют кинетическую природу возникновения. Важно подчеркнуть, что в рассматриваемом случае самосогласованного кинетического описания внешнее поле $\sigma_{xy}^{(e)}$ не сказывается на расположении областей разориентации. Это существенно отличает кинетический подход от статического, при котором дислокации одного знака выстраиваются вдоль линий нулевого уровня суммарного поля $\sigma_{xy}^{\Sigma} = \sigma_{xy} + \sigma_{xy}^{(e)}$ и отклоняются во внешнем поле $\sigma_{xy}^{(e)}$ на угол, пропорциональный этому полю. Для дисклинационного диполя кинетический эффект еще более нагляден (рис.2*b*). В этом случае области разориентации противоположного знака располагаются почти параллельно в соответствии с линиями нулевого уровня σ_{xy}^{eff}, в то время как в статике нулевые изолинии поля напряжений σ_{xy} дисклинационного диполя расходятся под прямым углом [2].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 08-02-97041).

Список литературы

1. Рыбин В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов. - М.: Металлургия. -1986.
2. Владимиров В.И., Романов А.Е. Дисклинации в кристаллах.- Л.: Наука.- 1986.
3. Сарафанов Г.Ф., Перевезенцев В.Н. Эффект экранирования упругого поля дисклинации системой дислокаций// Письма в ЖТФ.-2005. Т.31. -Вып.21.- С.73-78.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ АНСАМБЛЯ ДИСЛОКАЦИЙ В УПРУГОМ ПОЛЕ МЕЗОДЕФЕКТОВ

Перевезенцев В.Н., Сарафанов Г.Ф.

Нижегородский филиал Института машиноведения им. А.А.Благонравова РАН
pevn@uic.nnov.ru, sarafanov@sinn.ru

Исследования феномена фрагментации позволили заключить [1], что в поликристаллах его первопричиной являются мощные упругие напряжения, источники которых (пластические несовместности, трактуемые как мезодефекты) возникают на межзеренных границах. Среди мезодефектов, образующихся при пластической деформации, можно выделить три типа характерных мезодефектов, представляющие собой "строительные" блоки процесса фрагментации. Во-первых, это стыковая дисклинация, которая формируется в стыках или изломах исходных границ в результате накопления на них дополнительных разориентировок. Элементарный акт фрагментации заключается в образовании дислокационной стенки (субграницы) некоторой длины в упругом поле стыковой дисклинации заданной мощности ω. Вторым типичным зародышем фрагментации является дисклинационный диполь, возникающий при пластической деформации на двойном изломе границы зерна. Для этой системы фрагментация развивается путем достройки диполя выходящими в тело одного из зерен оборванными дислокационными границами разного знака, т.е. путем формирования полосы переориентации [2]. Третьим характерным мезодефектом является планарный мезодефект типа плоского скопления эквидистантно распределенных краевых дислокаций, который также способен вызывать процессы фрагментации [1]. Мезодефекты этоого типа формируются при пластической деформации на межкристаллитных границах из-за различной ориентации соседних зерен.

В настоящей работе проводится исследование процессов формирования субграниц поле в упругом поле мезодефектов на основе метода компьютерного моделирования. Такой подход позволяет исследовать самосогласованную динамику ансамбля дислокаций как системы дискретных дефектов с учетом кинетики и упругого взаимодействия дислокаций между собой и с системой мезодефектов [3].

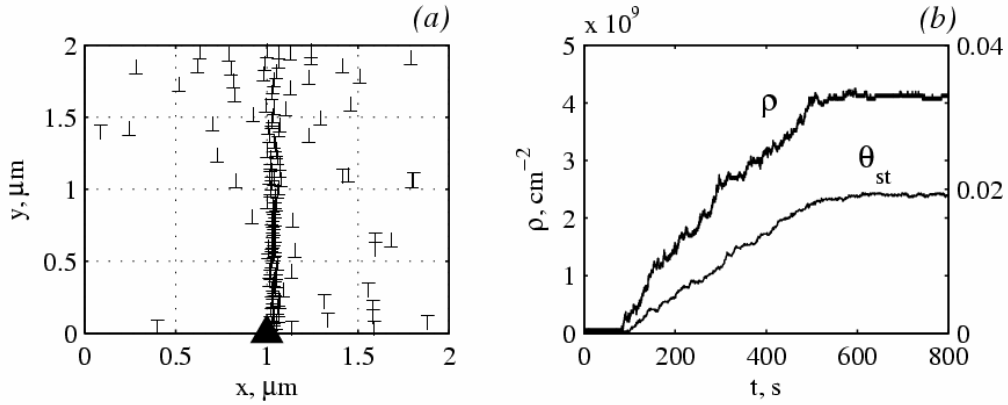


Рис. 1. Формирование субграницы и изменение ее характеристик в процессе аккомодационного пластического течения: (a) – сформированная оборванная субграница, (b) – изменение во времени плотности дислокаций ρ в зерне и разориентировки субграницы θ_{st}. Здесь мощность дисклинации монотонно возрастает в интервале времени $0 \div 500s$ от нуля до значения $\omega = 0.04$, а затем остается постоянной.

На первом этапе проведено исследование процесса образования субграниц в упругом поле дисклинации в условиях аккомодационного пластического течения, когда внешнее поле σ_e меньше порога генерации дислокаций σ_c (рис.1). Направление скольжения дислокаций выбрано вдоль одной из границ прямоугольной области, на которой расположена дисклинация варьируемой мощности ω. Под действием поля дисклинации генерируемые ею отрицательные дислокации уходят на границы зерна, а положительные − формируют в теле зерна субграницу в виде устойчивой стенки, плотность дислокаций в которой нарастает до тех пор, пока разориентировка субграницы не станет равной $\theta_{st} = \omega/2$. После этого упругое поле дисклинации становится скомпенсированным и процесс размножения дислокаций и деформация в зерне практически прекращаются. При изменении мощности дисклинации во времени разориентировка субграницы синхронно изменяется.

Таким образом, субграница представляет собой динамическое стационарное образование. Движущей силой процесса деформации зерна является монотонное увеличение мощности дисклинации $\omega(t)$, т.е. здесь в явном виде проявляется феномен ротационной моды пластичности. Возникающая при этом субграница имеет разориентировку примерно равную величине деформации зерна.

На втором этапе проведено моделирование процессов образования полосы переориентации в упругом поле дисклинационного диполя. На основе теории дисклинаций удается обосновать [2], что формирование полосы в рассматриваемом случае является энергетически выгодным процессом. Однако, как показывает моделирование в состоянии статического равновесия дислокации разных знаков в поле сдвиговых напряжений σ_{xy} дисклинационного диполя выстраиваются в границы не параллельно, а под некоторым углом. Это связано с тем, что линии нулевого уровня поля напряжений диполя σ_{xy}, вдоль которых стремятся выстроиться дислокационные границы, расходятся в отсутствие внешнего поля [2].

Объяснить возникновение полосы переориентации становится возможным, если учесть кинетический аспект явления, т.е. процесс формирования субграниц рассматривать не в равновесных условиях, а в условиях кинетики дислокационного ансамбля. В этом случае нулевые изолинии компоненты σ_{xy}^{eff} тензора напряжений экранированного дислокационным ансамблем упругого поля располагаются уже почти параллельно [4]. Моделирование подтверждает этот вывод (рис.2).

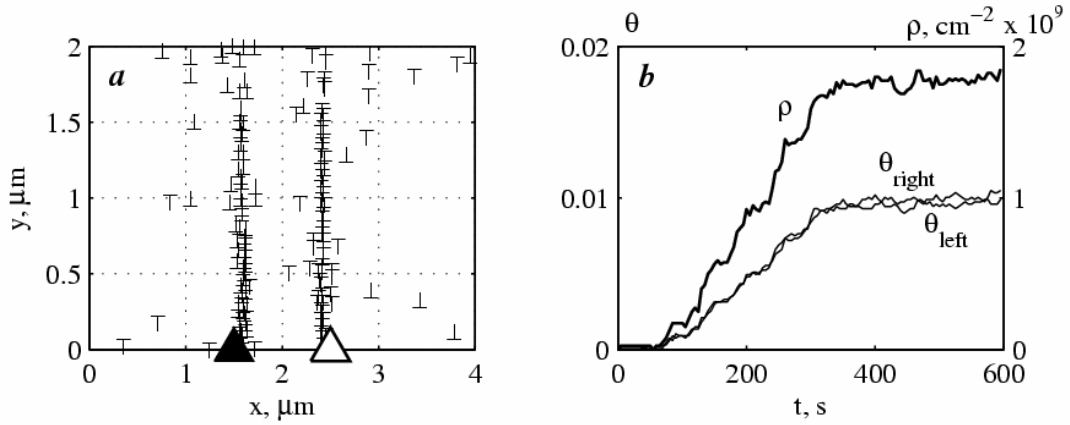


Рис. 2. Эволюция дислокационной дислокационной структуры и ее характеристик в упругом поле диполя частичных дисклинаций мощности $\omega = 0.02$.

Показано, что в условиях кинетики (процессов рождения, аннигиляции и стока дислокаций) под действием упругого поля дисклинационного диполя и относительно слабого внешнего поля ($\sigma_e << D\omega/2$) формируется система параллельных субграниц противоположного знака, имеющих разориентировку $\theta_{st} \approx \omega/2$. Субграницы выстраиваются перпендикулярно действующей системе скольжения дислокаций на расстоянии друг от друга равном плечу диполя. Полученные здесь результаты подтверждают то положение, что полосы переориентации, как и отдельные оборванные субграницы, формируются в условиях развитой кинетики дислокаций.

Далее проведено моделирование процессов образования субграниц в упругом поле планарного мезодефекта типа плоского скопления (рис. 3).

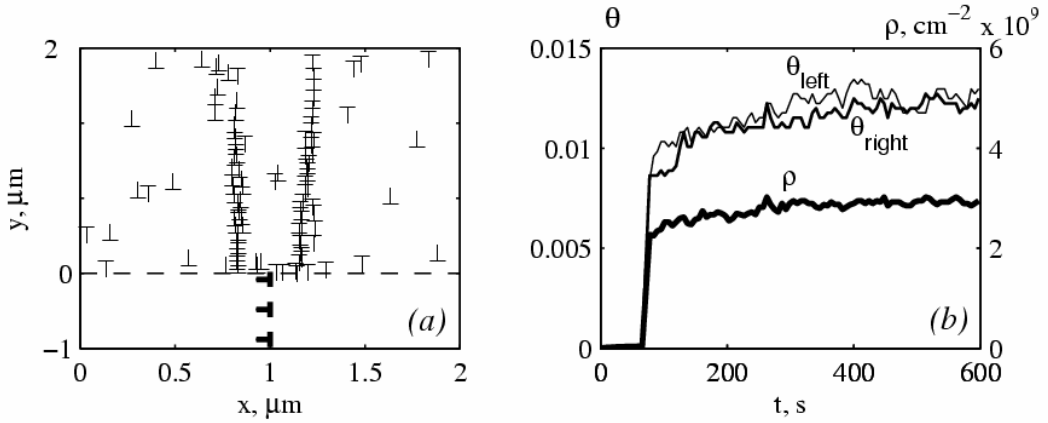


Рис. 3. Эволюция дислокационной дислокационной структуры и ее характеристик в упругом поле планарного мезодефекта.

Исследование проводилось для двух случаев: статики и кинетики. В первом случае равновесная дислокационная структура в виде субграниц формируется вдоль линий нулевого уровня сдвигового поля напряжений мезодефекта и нагрузки. В этом случае сформированные дислокационные границы разного знака располагаются по отношению друг к другу под некоторым углом. В случае кинетики в упругом поле планарного мезодефекта формируется система параллельных субграниц противоположного знака (рис.3), имеющих разориентировку, приблизительно равную $\theta_{st} = B/4a$ (где $2a$ − ширина сформированной полосы переориентации, B − заданный вектор Бюргерса плоского мезодефекта).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 08-02-97041).

Список литературы

1. Рыбин В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов. - М.: Металлургия. -1986.
2. Владимиров В.И., Романов А.Е. Дисклинации в кристаллах.- Л.: Наука.- 1986.
3. Сарафанов Г.Ф., Перевезенцев В.Н. Экранирование упругого поля дисклинаций дислокационным ансамблем // Физика твердого тела. 2007.- Т.49.- Вып.10.- С.1780-1786.
4. Сарафанов Г.Ф., Перевезенцев В.Н. Моделирование процессов зарождения и формирования оборванных субграниц // Вопросы материаловедения.- 2007. -Вып.1(49). -С.5-19.

ЗАРОЖДЕНИЕ МИКРОТРЕЩИНЫ В УПРУГОМ ПОЛЕ ДИСКЛИНАЦИИ, ЭКРАНИРОВАННОМ РАСПРЕДЕЛЕННЫМ ДИСЛОКАЦИОННЫМ ЗАРЯДОМ

Сарафанов Г. Ф., Перевезенцев В. Н.

Нижегородский филиал Института машиноведения им. А.А.Благонравова РАН
sarafanov@sinn.ru, pevn@uic.nnov.ru,

Классические дислокационные модели образования микротрещин находят хорошее подтверждение в случаях квазихрупкого разрушения кристаллов. Однако при достаточно большой величине пластической деформации ($\varepsilon > 0.2$), предшествующей макроскопическому разрушению, они становятся малоэффективными и не позволяют описывать экспериментальные данные. Это объясняется тем, что в условиях развитой пластической деформации характер дефектных структур качественно иной. Наряду с продолжающимися пластическими трансляциями решетки, возникают и постоянно усиливаются ее пластические ротации [1]. Локализуясь в стыках и изломах границ зерен, они создают стыковые дисклинации, которые вызывают мощные дальнодействующие напряжения, обуславливающие зарождение микротрещин, их развитие и разрушение материала.

Согласно экспериментальным данным, в деформируемых кристаллах формируются дисклинационные конфигурации, у которых отсутствует присущая изолированным дисклинациям логарифмическая расходимость дальнодействующих напряжений. Поэтому при построении моделей разрушения материала путем зарождения микротрещин от концентраторов напряжений дисклинационного типа ранее рассматривались лишь экранированные системы − диполи или мультиполи клиновых дисклинаций с равным нулю суммарным вектором ротации $\Omega = \sum_\alpha \omega_\alpha$, где ω_α − мощность (вектор ротации) α-ой стыковой дисклинации.

Как показано в [2], одним из наболее эффективных способов экранировки упругого поля дисклинаций является дислокационное экранирование. Пластическая деформация в окрестности дисклинации вызывает релаксацию ее упругих полей путем образования разориентированных областей в виде оборванных субграниц. С ростом деформации мощность стыковых дисклинаций как и разориентировок субграниц нарастает, достигая значений при которых становится возможным вблизи дисклинаций образование микротрещин.

В настоящей работе сформулирован энергетический критерий зарождения дисклинационной микротрещины, учитывающей то обстоятельство, что упругое поле дисклинации эффективно экранируется распределенным дислокационным зарядом, формирующимся в ее окрестости в процессе деформации. Показано, что при мощности дисклинации

$$\omega > \omega^* = 4(1-\nu)\sqrt{\frac{2\gamma_s}{G r_d g_{max}(\nu)}}$$

зарождается микротрещина критической длины $l^* \approx 0{,}6 r_d$ (при $\nu = 1/3$). Здесь r_d − радиус экранирования упругого поля [2], ν − коэффициент Пуассона, G − модуль сдвига, γ_s − поверхностная энергия, $g_{max}(\nu)$ − максимальное значение функции $g(l,\nu)$ (рис.1), имеющей смысл производной по l от энергии упругого поля (нормированной на величину $G\omega^2 r_d/16\pi(1-\nu)^2$) в зоне трещины (зоне релаксации по

Сен-Венану [3]). Значение критической длины трещины l^* соответствует максимуму этой функции.

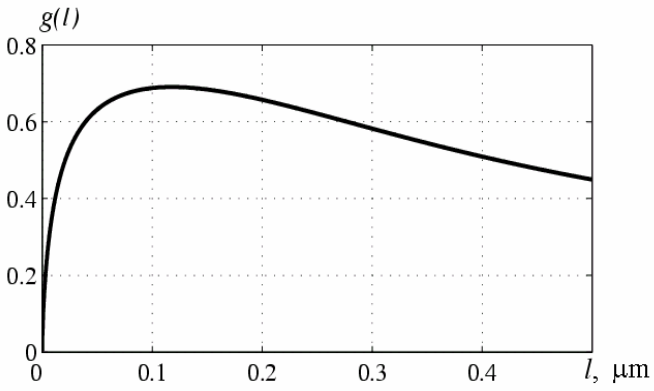


Рис. 1. Зависимость функции $g(l,\nu)$ от длины микротрещины l при r_d =0,2 μm.

При типичных значениях параметров: $\gamma_s = Gb/8$, $b = 3\cdot10^{-8}$ cm, $r_d = 0.2$ μm, $\nu = 1/3$, имеем $\omega^* \approx 0.12$ (рад) ~ 7^0, $l^* \approx 0{,}1$ μm, что соответствует экспериментальным данным о зарождении микротрещин на стадии развитой пластической деформации [1].

Показано также, что по мере увеличения мощности стыковой дисклинации (при продолжающейся пластической деформации) микротрещина стабильно подрастает. Другими словами, пластическая деформация, экранирующая упругое поле дисклинации, не позволяет микротрещине лавинообразно расти, что произошло бы без учета пластической релаксации.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 08-02-97041).

Список литературы

1. Рыбин В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов.- М.:Металлургия,1986.-224с.
2. Сарафанов Г.Ф., Перевезенцев В.Н. Экранирование упругого поля дисклинаций дислокационным ансамблем //Физика твердого тела.- 2007, т.49. вып.10, с.1780-1786.
3. Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. - М.: Атомиздат,1972. -599с.

РОЛЬ ДЕФЕКТОВ В СТИМУЛИРОВАННОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ С ОКИСЛЕННЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ МЕТАЛЛОВ

Нагорных С. Н., Павленков В. И.*, Перевезенцев В. Н.**

Педуниверситет, НФ ИМАШ РАН, Нижний Новгород, algoritm@sandy.ru
**Пединститут, Арзамас,*
*** НФ ИМАШ РАН, Нижний Новгород*

Метод стимулированной электронной эмиссии (СЭЭ) – термостимулированной (ТСЭЭ) или фотостимулированной (ФСЭЭ) – используется для исследования состояния поверхности. Слабость воздействия, оказываемого на образец при измерении СЭЭ (низкие температуры стимуляции, малая величина эмиссионного тока), делают СЭЭ чувствительной к малым изменениям неравновесного состояния поверхности на малых расстояниях (например, наномасштабах). В ряде случаев (фазовые переходы, пластическая деформация, разрушение) СЭЭ отражает характер и интен-

сивность процессов, происходящих не только на самой поверхности твердого тела, но и в его объеме.

В данной работе общность температурных и временных зависимостей ТСЭЭ и люминесценции позволяет использовать уравнение Блохинцева в качестве основы для количественной связи плотности тока с дефектами на поверхности и в объёме металла, как для однородных, так и для неоднородных состояний. В частности, приведено изображение поверхности ФНС-5 при регистрации ТСЭЭ для получения стационарных зависимостей плотности эмиссионного тока при различных температурах следующих видов: дельта-функция, пуассоновское распределение, двугорбое распределение, гауссово распределение. Приведены также некоторые другие экспериментальные данные о влиянии диффузии дефектов металла на параметры СЭЭ, на основе которых определены электронные свойства однородных окисленных поверхностей, в частности, энергию электронной ловушки, плотность ловушек, сродство окисла к электрону и некоторые другие константы.

Исследованы неоднородные стохастические свойства окислов при мультипликативном внешнем шуме. В частности, без стока дефектов из металла в окисел, что связано с логистической моделью электронов проводимости в окисле, а также с притоком дефектов из металла, что дает бистабильное состояние для относительной плотности заполненных электронных ловушек в окисле.

Рассмотрена модель для потока точечных дефектов в результате:

1) генерации деформационных вакансий переползающими краевыми ступеньками на винтовых дислокациях;

2) рождения ступенек при пересечении подвижных дислокаций с дислокациями леса и с друг с другом, а также их сток на краевые участки дислокационных петель, 3) роста плотности неподвижных дислокаций за счет возникновения диполей и реакции между подвижными дислокациями;

4) увеличения плотности подвижных дислокаций за счет испускания петель источниками, образованными при двойном поперечном скольжении и ее уменьшения из-за остановки подвижных дислокаций. Кроме того, рассмотрена модель квазилинейной диффузии точечных дефектов из металла в окисел.

КРИТИЧЕСКИЕ СОБЫТИЯ В ИЗМЕНЕНИИ РЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ АМОРФНОГО СПЛАВА КАК ПРЕДВЕСТНИКИ ЕГО РАЗРУШЕНИЯ

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

Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Россия

maria.korsukova@mail.ioffe.ru

Методом сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) исследовали *in situ* изменение рельефа поверхности в нанометровом диапазоне лент аморфного сплава (АС) $Fe_{77}Ni_1Si_9B_{13}$ под воздействием одноосного растяжения. Механическое напряжение при растяжении, приложенное вдоль направления спинингования, составляло 0÷3 ГПа. При обработке изображений поверхности использовались методы вейвлет преобразований и покрытий.

Характерные топограммы поверхности приведены на рис. 1(*a,b,c,d*).

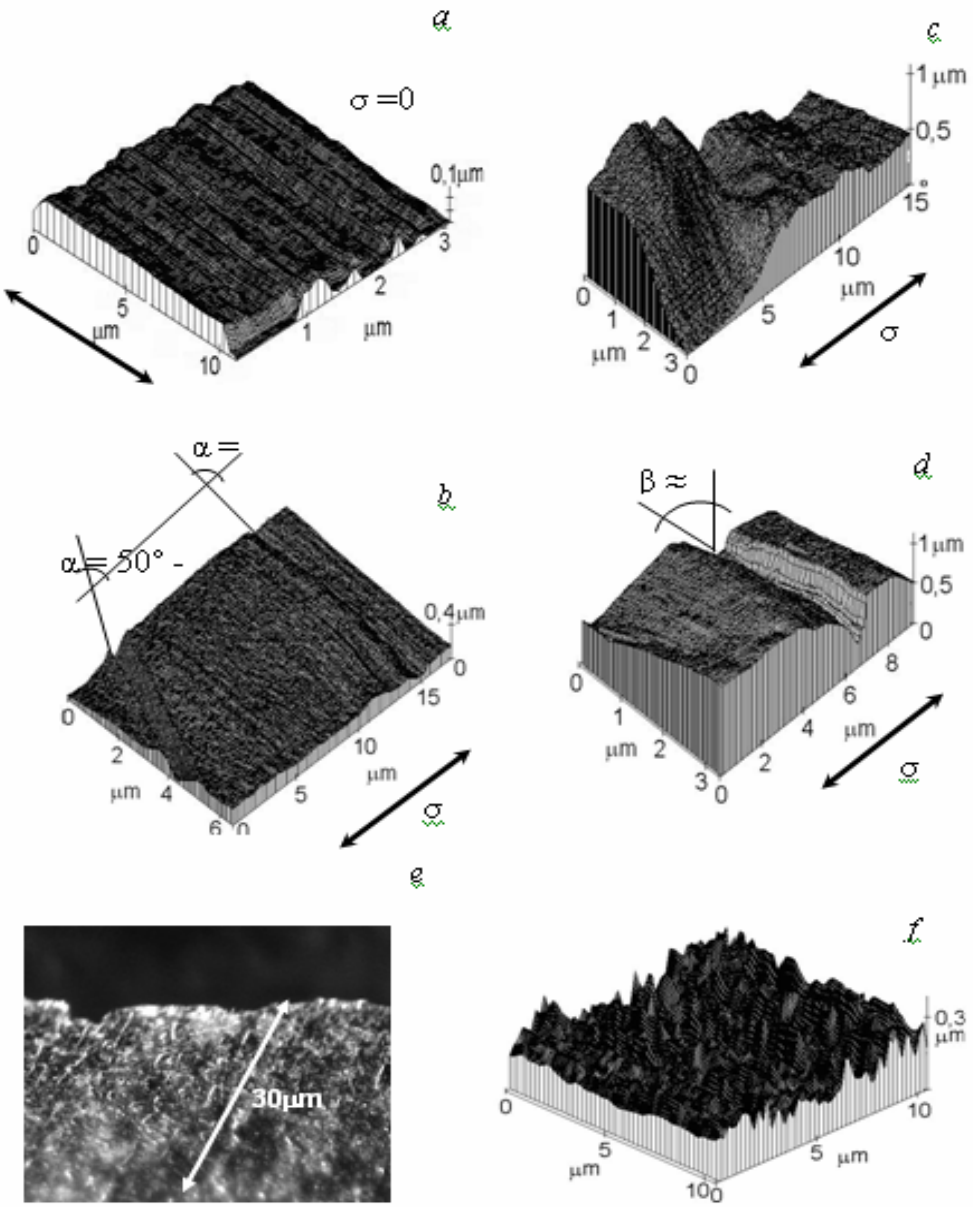


Рис. 1. Влияние одноосного растяжения на рельеф поверхности АС: *a* – исходный образец, σ = 0, (10x10 mkm); *b* – σ = 1,2 GPa, (17x7 мкм); *c* – σ = 1,7 ГРа, (15x3 мкм); *d* – σ = 2,3 ГПа , (10x3 мкм); поверхности разрыва: *e* – оптическое изображение, *f* – СТМ топограмма, фрактальная размерность *D* = 2,4.

Из рисунка видно, что влияние одноосного растяжения на рельеф поверхности носит сложный характер. Вначале происходит некоторое сглаживание рельефа за счет исчезновения продольных относительно направления спинингования и направления растяжения дефектов. Затем неоднородность рельефа увеличивается, в основном, за счет образования вытянутых неоднородностей в виде «долин» двух типов, расположенных в плоскости поверхности под углами $\alpha \approx 90°$ и $\alpha \approx 50 \div 60°$ относительно направления растяжения. Наблюдаемые дефекты являются полосами деформирования [1–3]. Образованию глубоких «долин» или разрыву образца, которые будем называть «критическим событием», предшествует сильное увеличение шероховатости поверхности, а после образования глубокой «долины» поверхность около неё разглаживается.

На рис. 2 показаны зависимости максимума показателя Гельдера (h) и полуширины спектра сингулярностей (Г) от величины одноосного растяжения. Перед критическим событием происходит уменьшение показателя h и параметра Г, что означает переход от мульти- к монофрактальной поверхности с увеличением её размерности. При возникновении «критического события» возрастают параметры h и Г, что свидетельствует о переходе поверхности в мультифрактальное состояние [4–5]. 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 общефизическую закономерность проявления степенных законов в критических событиях (типа фазовых переходов и самоорганизованной критичности [6, 7]). При этом происходит нарушение закона больших чисел, характерного для экспоненциальных и гауссовых распределений, и существенно возрастает роль крупномасштабных флуктуаций, приводящих к катастрофам.

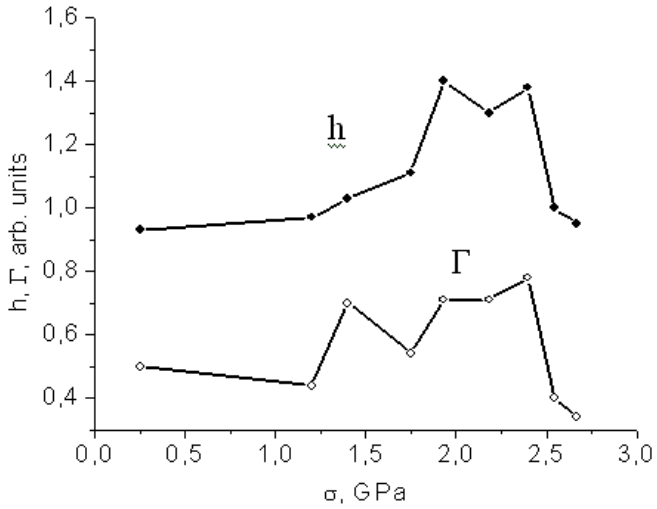


Рис. 1. Зависимость показателя Гельдера (h) и полуширины спектра сингулярности (Г) от величины напряжения (σ) при растяжении образца.

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

Наши измерения показали, что поверхность разрыва фрактальна (см. рис. 1. *e,f*). Мы предполагаем, что эта фрактальность «закладывается» на боковой поверхности в области, где в дальнейшем сформируется магистральная трещина, а разрушение образца происходит по механизму самоорганизованной критичности [7].

Список литературы

1. К.Судзуки, Х. Фудзимори, К. Хасимото. Аморфные металлы. Москва “Металлургия”, 328с., 1987.
2. A.Yu. Vinogradov and V.A. Khonik. Phil. Mag. **84**, No. 21, 2147 (2004).
3. G.E.Abrosimova, A.S. Aronin, S.V. Dobatkin et al. J. Metastable Nanocrystalline Mater. **24-25**, 69 (2005).
4. A. Arneodo, F. Bacry, J.E. Muzy. Physica **A213**, 232 (1995).
5. В.Л. Гиляров, В.Е. Корсуков, П.Н. Бутенко, И.Н. Светлов. ФТТ **46**, 1806 (2004).
6. В.Л. Гиляров. ФТТ **47**, 808 (2005).
7. Г.Г. Маленецкий, С.П. Курдюмов. Вестник РАН **71**, 210 (2001).
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).

ПОРИСТОСТЬ, МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ЗАКОНОМЕРНОСТИ МИКРОРАЗРУШЕНИЯ КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Кадомцев А. Г., Бетехтин В. И.

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия
Vladimir.Betekhtin@mail.ioffe.ru

Исследованы микропористость, прочностные свойства и особенности микроразрушения 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 микроразрушения материалов позволило выявить роль каждой фракции пор в этом процессе и выявить механизмы возникновения локальных перенапряжений в их ансамблях.

Проведенный анализ процесса микроразрушения этих материалов базировался на предложенной модели возникновения перенапряжений на межпоровых промежутках и результатов расчетов с использованием метода конечных элементов. Показано, что микроразрушение 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” связанно только с внутрикристаллитными нанопорами, при этом роль межкристаллитных микропор сводится к созданию изгибающих нагрузок на самих кристаллитах. Выявлены особенности развития микроразрушения пористых керамик в зависимости от способа испытания (динамика , сжатие, растяжение и т. д).

Для обоих 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.

ДЕФЕКТНАЯ СТРУКТУРА И ДОЛГОВЕЧНОСТЬ УЛЬТРАКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ АЛЮМИНИЯ И СПЛАВОВ НА ЕГО ОСНОВЕ

Бетехтин В. И.[1)], Кадомцев А. Г.[1)], Sklenicka V.[2)], Saxl I.[3)]

[1)] *Физико-технический институт им.А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия*
[2)] *Институт физики металлов АН ЧР, Брно, Чешская Республика*
[3)] *Институт математики АН ЧР, Прага, Чешская Республика*
Vladimir.Betekhtin@mail.ioffe.ru

Большие пластические деформации, ведущие к формированию ультракристаллической структуры, являются одним из эффективных путей повышения механических свойств металлов и сплавов. Наиболее распространенным в настоящее время способом интенсивной пластической деформации является равноканальное угловое (РКУ) прессование.

Анализ литературных и полученных авторами данных свидетельствует о том, что механические свойства металлических материалов после РКУ-прессования определяются не только малым размером кристаллических зерен, но и специфической структурой их границ, находящихся в неравновесном, аморфоподобном состоянии и имеющих пониженную плотность, т.е. повышенный по сравнению с объемом зерен свободный объем. На фоне этого свободного объема, относительно равномерно распределенного по границам зерен, возможно, вероятно, образование областей избыточного свободного объема (ИСО), в предельном случае нанопор. Их зарождение в процессе РКУ-прессования может быть связано как с локализацией сдвиговой и, особенно, ротационной деформации, количественной характеристикой которой может быть степень разориентации зерен, так и с коагуляцией неравновесных, деформационных вакансий.

В данном сообщении рассмотрены результаты исследования ультракристаллических алюминия и сплавов на его основе с различной деформационной предисторией (числом проходов при РКУ-прессовании). Структурные исследования проводились методом электронной микроскопии на просвет (ЭМ); методом дифракции обратно рассеянного электронного пучка (EBSD); методом рентгеновского рассеяния в области сверхмалых углов (МРР); прецизионным измерением плотности (ИП). С помощью указанных методов определялись размер зерен и их разориентация, а также размер и объемную долю областей ИСО. Для идентификации пустотной природы областей ИСО методами МРР и ИП изучались образцы до и после воздействия высокого (1 ГПа) гидростатического давления, которое, как было ранее установлено, эффективно влияет именно на пустотные образования (нано и микропоры).

В ряде случаев с помощью акустических измерений оценивался модуль Юнга, амплитудно-независимый декремент и напряжение микропластического течения.

Установлено, что деформация при РКУ-прессовании ведет к образованию областей избыточного свободного объема с размером около 10 нм и объемной долей, зависящей от степени деформации (число проходов).

Обнаружена связь между объемной долей ИСО и долей большеугловых (>15°) границ зерен, формирующихся в процессе РКУ-прессования. Увеличение доли большеугловых границ зерен при увеличении числа проходов ведет к росту величины ИСО.

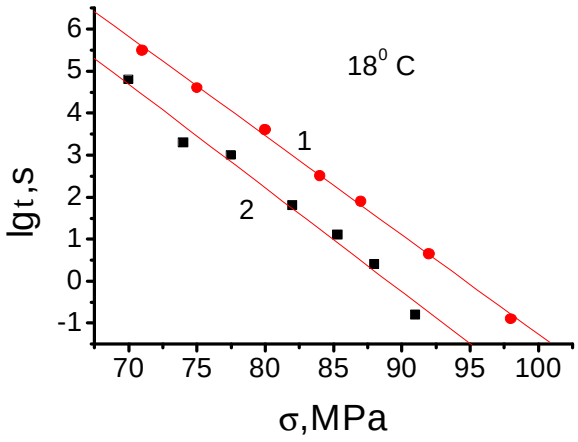


Рис. Зависимость долговечности (τ) от напряжения (σ) для ультракристаллического алюминия после одного (1) и четырех (2) проходов при РКУ-прессовании.

Испытания в режиме ползучести при 18 и 200°С показали, что долговечность ультракристаллического (размер зерен ≈ 1 мкм) алюминия с разной деформационной предисторией связана с «исходной» (сформировавшейся при РКУ-прессовании) величиной ИСО. С увеличением величины ИСО (при одинаковом размере зерен) долговечность существенно уменьшается.

Рассмотрена специфика развития исходной величины ИСО в процессе испытания в режиме ползучести ультракристаллического (размер зерен ≈ 0,5 мкм) сплава Al +0.2% Sc, содержащего мелкодисперсные частицы Al_3 Sc.

Анализируется влияние на долговечность ультракристаллических сплавов дефектной структуры, формирующейся в процессе РКУ-прессования.

Список литературы

1. В.И.Бетехтин, А.Г.Кадомцев, Б.К.Кардашев «Упругость и неупругость микрокристаллического алюминия с различной деформационной и тепловой предисторией». ФТТ , т.48, в.2 с. 1421 (2006).
2. В.И.Бетехтин, А.Г.Кадомцев, V.Sklenicka, I.Saxl «Нанопористость ультракристаллического алюминия и сплава на его основе» ФТТ т.49, в.10, с. 1787 (2007).
3. V.I.Betekhtin, A.G.Kadomtsev, P.Kral, J.Dvorak, M.Svoboda, I.Saxl and V.Sklenicka «Significance of Microdefects Indused by ECAP I Aluminium, Al-0,2% Sc Alloy and Copper». Mater. Science Forum Vols. 567-568 p. 93 (2007)

ТОПОЛОГИЯ ПОВЕРХНОСТИ РАЗРЫВА АМОРФНОГО СПЛАВА

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

Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

vjacheslav.korsukov@mail.ioffe.ru

В настоящее время установлено, что поверхности разрыва металлов фрактальны [1]. Отмечено, что и рельеф поверхности разрыва аморфных сплавов (АС) неоднороден и его шероховатость меняется в разных областях поверхности [2]. Фрактальные характеристики различных областей поверхности разрыва АС систематически не изучались. Это и составляет задачу настоящей работы.

Методами сканирующей туннельной (СТМ), электронной сканирующей (СЭМ) и световой микроскопии исследовалось изменение рельефа поверхностей разрыва лент АС $Fe_{77}Ni_1Si_9B_{13}$ под влиянием одноосного растяжения.

На рис. 1 показаны оптические и СЭМ изображения различных участков поверхности разрыва, которую сформировала магистральная трещина, приведшая к разрыву образца. Видно, что по мере продвижения магистральной трещины, рельеф образуемой ею поверхности разрыва становится более крупномасштабным. Это явление хорошо известно [2], однако нас интересует фрактальность отдельных частей поверхности разрыва. Для этого методом СТМ были получены топограммы соответствующих участков поверхности в различных масштабах. Топограммы, полученные в цифровом виде, обрабатывались методами покрытий и вейвлет преобразований [3-4].

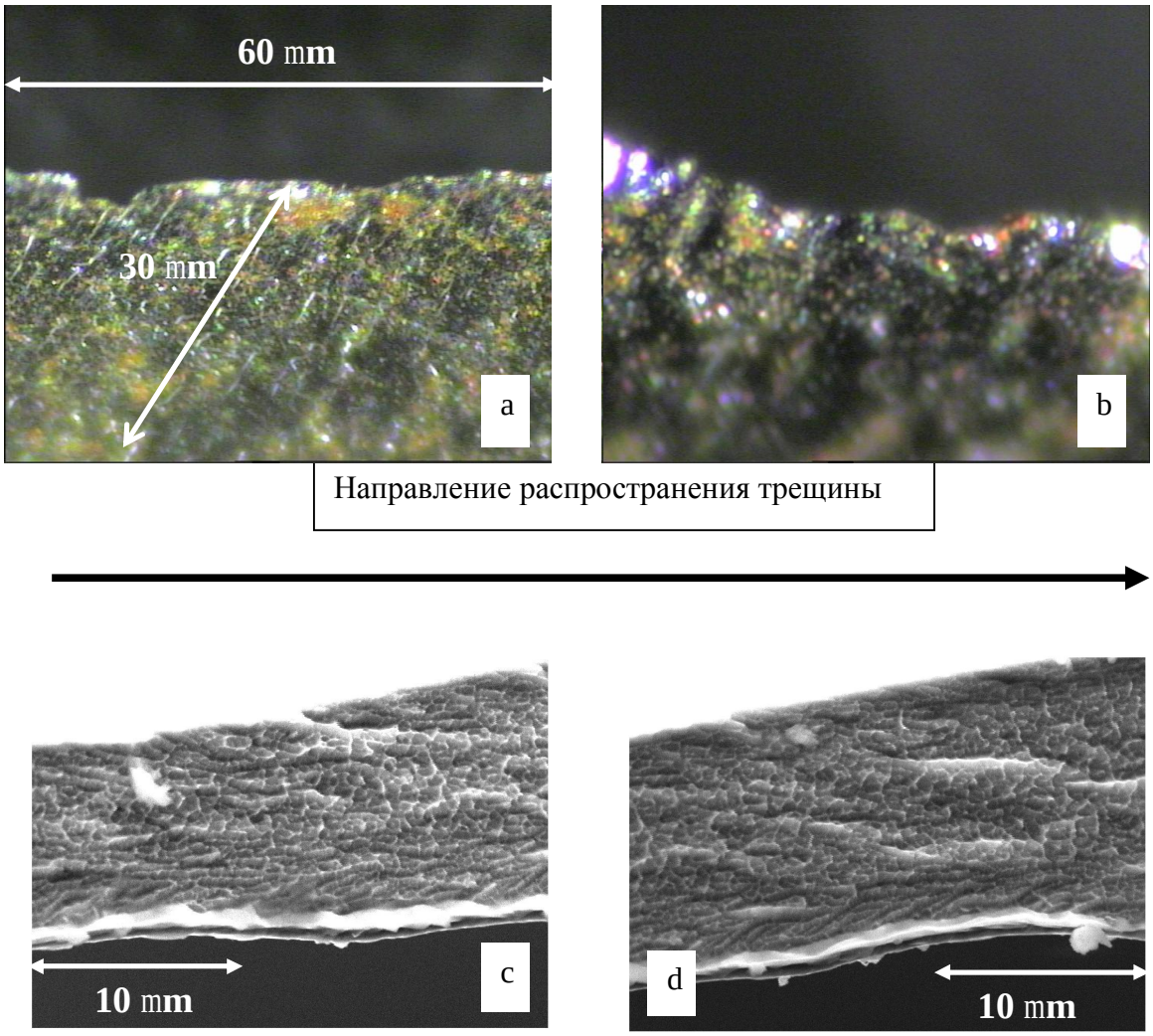


Рис. 1. Вид различных частей поверхности разрыва: *a* – начальный участок роста магистральной трещины, *b* – средний участок (оптическое изображение); *c*, *d* – СЭМ изображения аналогичных участков.

На рис. 2 приведены характерные топограммы поверхности разрыва, которые получены в разных масштабах на сравнительно гладком, начальном участке распространения трещины (см. рис. 1*a* и 1*c*) и среднем участке (см. рис 1*b* и 1*d*). Видно, что на поверхности располагаются хребты и долины различных размеров по высоте, глубине и расстоянию между хребтами. Выделяются характерные расстояния между хребтами: 100÷200 нм, 10÷15 нм, 2÷4 нм. Видно также, что рельефы поверхностей, измеренные в нанометровом диапазоне, качественно похожи. Об этом свидетельствует и совпадение фрактальных размерностей (*D*) участков поверхности.

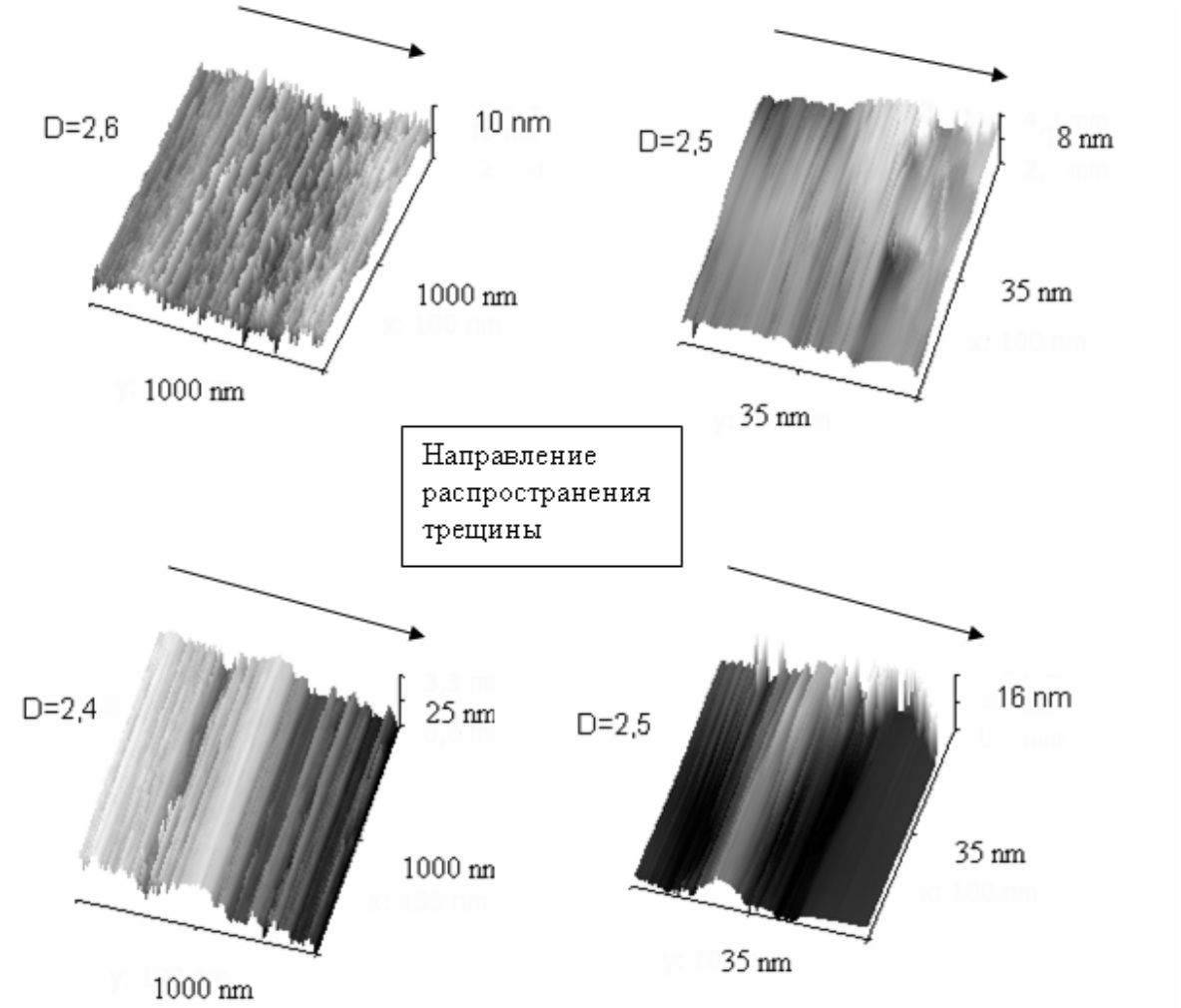


Рис. 2. СТМ топограммы разных участков поверхности разрыва. *D* – фрактальная размерность, полученная методом покрытий.

На СЭМ изображениях поверхности также наблюдается характерная изогнутая ребристость, она качественно похожа на систему долин и хребтов, измеренную методом СТМ. Интересно также отметить, что количественно совпадают наибольшие расстояния между хребтами (100÷200 нм), измеренные методом СТМ, и расстояния между изогнутыми образованиями (СЭМ). В свою очередь, они коррелируют с размерами микропор в АС [5–6]. Поэтому логично предположить, что магистральная трещина, зародясь на поверхности, распространяется в полосе сдвига [7], объединяя расположенные в ней микропоры.

Список литературы

1. Yan Su, Wei-Sheng Lei. International Journal of Fracture, **106**, N3, 41 (2000).
2. К.Судзуки, Х. Фудзимори, К. Хасимото. Аморфные металлы. Москва “Металлургия”, 328с., 1987.
3. В.Л. Гиляров, В.Е. Корсуков, П.Н. Бутенко, И.Н. Светлов. ФТТ, **46**, 1806 (2004).
4. A. Arneodo, F. Bacry, J.E. Muzy. Physica **A213**, 232 (1995).
5. 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).
6. В.И. Бетехтин, А.Г. Кадомцев, О.В. Амосова. Изв. АН СССР, сер. физ., **67**, N6, 818 (2003).
7. А.М.Глезер, В.И. Бетехтин. ФТТ, **38**, 1784 (1996).

ВЛИЯНИЕ ВОДЫ НА МЕХАНИЗМ РАЗРУШЕНИЯ ГРАНИТНЫХ ОБРАЗЦОВ

Дамаскинская Е. Е., Кадомцев А. Г.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
kat.dama@mail.ioffe.ru

Работа посвящена сопоставлению механизма разрушения сухих и водонасыщенных образцов гранита. Цилиндрические образцы гранита Вестерли (h = 109.5 мм, d = 76.2 мм) подвергали нагружению в установке, подробно описанной в [1, 2]. Для исследования роли воды в развитии разрушения образец до начала опытов был полностью насыщен водой. В ходе эксперимента образец деформировали в условиях постоянного всестороннего давления 50 МПа, вода нагнеталась под давлением 1МПа. Дискретными шагами задавалась осевая деформация. В режиме реального времени измерялась осевая нагрузка. Наблюдение за трещинообразование велось с помощью регистрации сигналов акустической эмиссии (АЭ).

Обнаружено, что в сухих образцах процесс разрушения проходит 2 последовательные стадии: дисперсную (дефекты образуются хаотично по всему объему образца), и очаговую. Это иллюстрирует пространственное распределение координат гипоцентров сигналов АЭ (рис.1). На очаговой стадии наблюдается локализация дефектообразования, образуется очаг разрушения, развитие которого приводит к формированию макроразрыва и разрушению образца.

В водонасыщенных образцах наблюдается принципиально иная картина разрушения. На всех этапах нагружения дефекты образуются дисперсно во всем объеме образца, образования очагов не наблюдается. На рис.2 показано пространственное распределение дефектов. Наблюдаемая в этом эксперименте деформация до разрушения больше, чем у сухого образца. Это позволяет предположить, что вода оказывает пластифицирующее действие. В [3] было показано, что гидролитический механизм приводит к снижению энергии активации элементарного акта разрушения, что ведет к снижению прочности.

Вывод

Насыщение образца водой означает, что вода проникла во все существующие до начала нагружения дефекты. На границах контакта воды с гранитом происходит уменьшение прочности. Это приводит к образованию новых дефектов при более

низких нагрузках в тех областях, где сухой материал не разрушался. Таким образом, можно говорить об изменении механизма разрушения. Если в сухих образцах дефекты, имеющиеся в образце до начала нагружения, не играют существенной роли в развитии процесса разрушения, то в водонасыщенных образцах их влияние на развитие разрушения оказывается наиболее заметным (принципиальным).

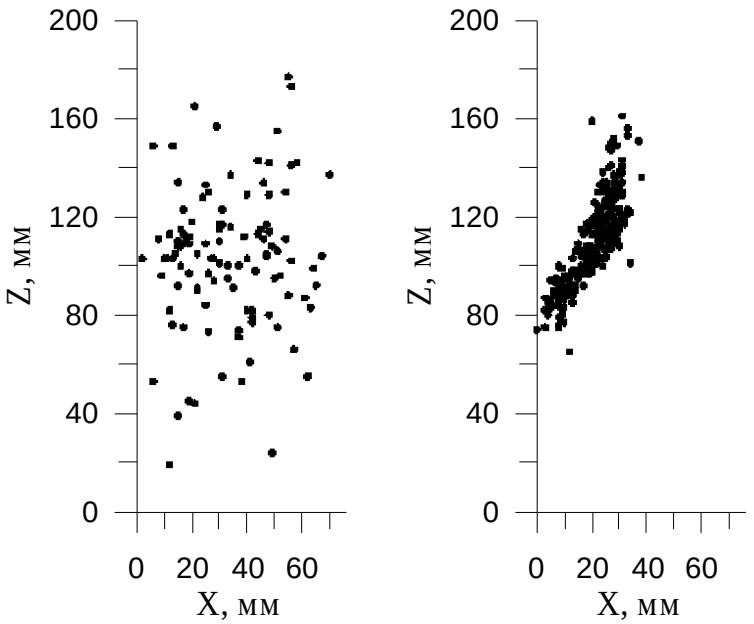


Рис. 1. Пространственное распределение координат гипоцентров сигналов АЭ, зарегистрированных при деформировнии сухого образца: (*a*) – дисперсное дефектообразование; (*b*) – локализованное разрушение.

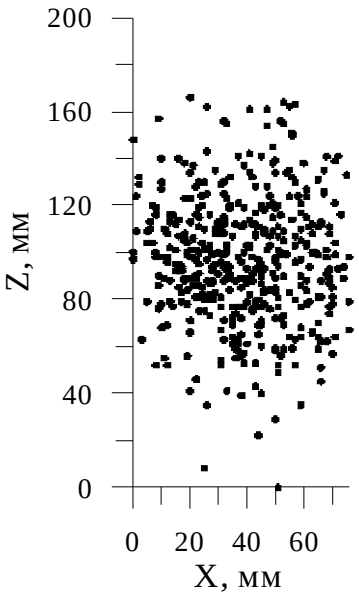


Рис. 2. Пространственное распределение координат гипоцентров сигналов АЭ, зарегистрированных при деформировнии водонасыщенного образца.

Авторы выражают благодарность С. А. Станчицу за помощь в проведении экспериментов и А. В. Шульдинеру за участие в обсуждении результатов.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 07-05-00542)

Список литературы

1. Н. Г. Томилин, Е. Е. Дамаскинская, П. И. Павлов. Разрушение горных пород как многоуровневый процесс. // Физика земли, 2005, N 8, с. 69-78.
2. S. A. Stanchits, D. A. Lockner, and A. V. Ponomarev Anisotropic Changes in *P*-Wave Velocity and Attenuation during Deformation and Fluid Infiltration of Granite. // Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 93, No. 4, pp. 1803–1822, August 2003.
3. В.А. Берштейн, В.В. Никитин, В.А, Степанов, Л.М. Шамрей Гидролитический механизм разрушения стекла под нагрузкой. // ФТТ, 1973, т.15, в.11, с.3260-3265.

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНОГО СОСТОЯНИЯ НИКЕЛЯ ВЫСОКОЙ ЧИСТОТЫ НА РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

Камышанченко Н. В., Гальцев А. В., Неклюдов И.М*

Белгородский государственный университет, Россия,
**ННЦ ХФТИ, Украина*

Релаксация напряжения является характерным физическим свойством практически всех металлов и сплавов в широком температурном диапазоне. На образование и протекание релаксационного процесса влияют различные факторы, которые можно разделить на внутренние, зависящие от структурного состояния материала, и внешние – от него не зависящие. Сопротивление материала релаксации напряжений можно повысить термическим, термомеханическим или другими способами обработки металлов и готовых изделий.

Несмотря на установление физической сущности релаксации напряжений, экспериментальные работы по изучению процессов ведутся до настоящего времени весьма интенсивно.

Материалы, оборудование и методика эксперимента

В качестве материала для исследования был выбран никель марки Н0. Из прокатанной до 1,8 мм полос выштамповывались вдоль проката плоские образцы с рабочей частью 20х2х1,8 (мм). После штамповки образцы подвергались механической полировке и отжигу. Образцы делились на три партии. Первая партия отжигалась при температуре 1273 К, вторая партия закалялась от температуры 1373 К в воду при температуре 300К. Третья партия отожженных образцов подвергалась закалке с последующим деформированием с остаточной деформацией ~ 2.0 % и дополнительным деформационным старением при комнатной температуре под нагрузкой $\sigma_H = 0.5\sigma_{0.2}$ в течение 180 мин. Испытание на релаксацию проводилось методом деформации при постоянных нагрузках соответственно $\sigma_{H1} = 0.9\sigma_{0.2}$, $\sigma_{H2} = 0.7\sigma_{0.2}$, $\sigma_{H3} = 0.3\sigma_{0.2}$ при комнатной температуре.

Результаты эксперимента

Установлено, что с повышением приложенной нагрузки $\sigma_{нагр}$ (первый период) процесс релаксации напряжений в начальный период интенсифицируется тем заметнее, чем меньше стабилизирована структура исследуемого металла (табл.1). При этом влияние напряжения сказывается не столько на абсолютную величину падения напряжения $\Delta\sigma$, сколько на скорость снижения напряжения. Если задаться некоторой величиной $\Delta\sigma$, то при различных значениях σ_0 она достигается через различные промежутки времени t .

Таблица 1.

№ п/п	Партия 1				Партия 2				Партия 3			
	Δs за время $t = 30$ (мин)				Δs за время $t = 30$ (мин)				Δs за время $t = 30$ (мин)			
	$\frac{\Delta s_1}{t}$	$\frac{\Delta s_2}{t}$	$\frac{\Delta s_3}{t}$	$\frac{\Delta s_4}{t}$	$\frac{\Delta s_1}{t}$	$\frac{\Delta s_2}{t}$	$\frac{\Delta s_3}{t}$	$\frac{\Delta s_4}{t}$	$\frac{\Delta s_1}{t}$	$\frac{\Delta s_2}{t}$	$\frac{\Delta s_3}{t}$	$\frac{\Delta s_4}{t}$
1	0,27	0,083	0,33	0,017	0,27	0,07	0,03	0,016	0,15	0,06	0,027	0,01
2	0,27	0,05	0,03	0,013	0,14	0,04	0,027	0,013	0,09	0,03	0,013	0,01
3	0,1	0,017	0,02	0,008	0,1	0,03	0,023	0,006	0,05	0,03	0,017	0,007

Было обнаружено, что чем выше σ_0, тем короче время, необходимое для достижения заданной величины $\Delta\sigma$, и наблюдаемые закономерности находятся в зависимости от исходного состояния исследуемых партий.

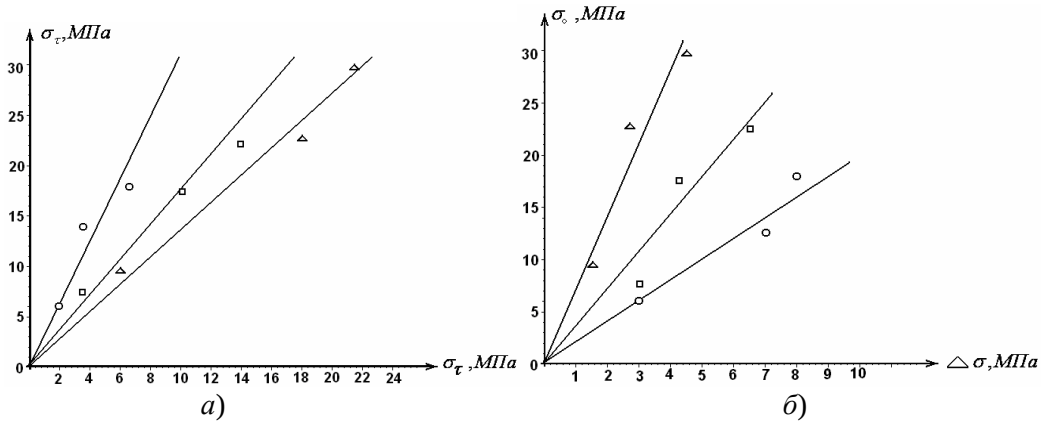
Иная закономерность наблюдается во второй период, когда процесс релаксации идет более или менее с установившейся скоростью. Здесь влияние σ_0 на интенсивность релаксации напряжения практически отсутствует и скорости релаксации при разных значениях σ_0 весьма близки.

Зависимость оставшегося (конечного) напряжения σ_τ от начального (σ_0) определяется влиянием последнего на протекание процесса релаксации в обоих периодах. В данном эксперименте при $T_{исп} << 0.5T_{пл}$ степень увеличения интенсивности процесса релаксации в первый период за счет повышения величины σ_0 (в пределах до $0{,}9\sigma_0$) такова, что в конечном счете более высокое начальное напряжение приводит к более высокому оставшемуся напряжению (табл.2).

Таблица 2.

№ п/п	партия	s_0, МПа			s_t за время $t = 180$ (мин), МПа		
		s'	s''	s'''	s'_t	s''_t	s'''_t
1	партия 1	18	14	6	6,5	3,75	2,3
2	партия 2	22,5	17,5	7,5	14	10	3,5
3	партия 3	29,52	22,96	9,84	21,5	18	6

Взаимосвязь начального и конечного напряжения представлены на рис. 1, *а*, *б*.



а) *б*)

Рис. 1. Схематические зависимости $\sigma_\tau = f(\sigma_0)$ (*а*), схематические зависимости $\sigma_\tau = \Delta(\sigma_0)$ (*б*).

Полученные закономерности характерны для чистых металлов до определенных величин нагрузки s_0 и при температурах (0,25 – 0,5) $T_{пл}$ [1].

Анализ экспериментальных результатов

К настоящему времени для объяснения явлений пластической деформации, упрочнения, релаксации и др. в основу положены дислокационные механизмы в результате сдвигового-дислокационных [2] и диффузионных процессов [3] и свойственны лишь структурно неоднородным телам [4].

Низкотемпературная релаксация напряжений (для чистых металлов она ниже $0{,}25T_{пл}$, что соответствует условиям, при которых проводился эксперимент) происходит ниже температуры возврата. Пластическая деформация в этом случае обуславливается сдвигом дислокаций по плоскостям наилегшего скольжения [5]. Однако, если при кратковременной пластической деформации сдвиги локализованы в

точках плоскостей скольжения и блоки значительных размеров при этом остаются практически недеформированными, то релаксация напряжений происходит в результате весьма малых сдвигов по большому числу плоскостей скольжения. Поэтому макроскопическая картина обычно не обнаруживает скольжения, которые распределяются более или менее равномерно по всему объему кристаллического зерна.

Исследования, проведенные авторами [6], показали, что при медленных изменениях, протекающих в процессе релаксации, наряду с видимыми плоскостями скольжения происходит большое число мельчайших сдвигов на близко расположенных плоскостях.

Положительное влияние на релаксационную стойкость металлов оказывают все факторы, создающие сопротивление разупрочнению, уменьшению скорости возврата и способствующих торможению диффузионных процессов, а также создающие стабильные препятствия движению дислокаций. Такими препятствиями в сплавах и некоторых металлах могут служить фазы выделения в когерентном состоянии и в виде дисперсных частиц, равномерно распределенных по объему зерен металла, да и сама величина зерна основного твердого раствора [1].

В чистых металлах из-за низкой концентрации инородных элементов добиться эффективного значения релаксационной стойкости маловероятно. Создание неравновесного состояния вакансий и вакансионных комплексов способны в какой-то мере устранить существующий недостаток.

Равномерное распределение вакансий и их комплексов внутри зерен под действием нагружения образца способствует закреплению дислокаций, что повышает релаксационную стойкость во втором периоде процесса деформации.

Поскольку пластическая деформация для своего развития требует значительного времени, то с увеличением времени выдержки материала под напряжением, не превышающего предела упругости образца, в отдельных кристаллах будут происходить сдвиги, выравнивающие местные напряжения. Эти особенности структурных изменений в зерне в какой-то мере решаются в образцах третьей партии, прошедших предварительное деформационное старение под нагрузкой. Дальнейшее воздействие внешнего напряжения на образцы приводит к существенному отличию поведения релаксационного спада, наблюдаемых в образцах второй и особенно первой партий: убывание напряжений происходит за более короткий отрезок времени до некоторого конечного значения предельной величины.

Выводы

1. Деформационное старение под нагрузкой закаленных образцов никеля высокой чистоты существенно уменьшает (замедляет) релаксационный процесс в сравнении с закаленными от предплавильной температуры и отожженными.
2. Скорость релаксационного спада зависит от исходного состояния структуры и величины начального приложенного напряжения.
3. Предполагается, что релаксация напряжения при выбранной температуре является результатом в основном сдвигово – дислокационных процессов.

Список литературы

1. Борздыка А.М., Гецов Л.Б. Релаксация напряжений в металлах и сплавах. – М.: Металлургия, 1972. 304 с.
2. Ting – Sul – Ke. Journ. Apple. Phys., 1949, v.20, p.274.
3. Гинцбург Я.С. Релаксация напряжений в металлах. – М.: Машгиз, 1957.
4. Иоффе А.Ф. Изв. Петербургского Политехнического института. 1915, т.25, вып.1, с.10.Коттрелл А.Х. Дислокации и пластическое течение в кристаллах. – М.: Металлургиздат, 1958.
5. Stanford E.D. The creep of metals and alloys. London, 1949.

СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ ПЕРЛИТА РАЗЛИЧНОЙ МОРФОЛОГИИ ПРИ ЦИКЛИЧЕСКОМ РАСТЯЖЕНИИ

Макаров А. В., Саврай Р. А.,Табатчикова Т. И.*, Счастливцев В. М.*, Егорова Л.Ю.*

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

Известно, что высокоуглеродистые стали со структурой тонкопластинчатого перлита (троостита), образующегося при температурах распада 480–500°С, обладают повышенными уровнями прочности, твердости и износостойкости. Однако такое структурное состояние тонкопластинчатого перлита является термически неустойчивым [1, 2] – высокая прочность и износостойкость интенсивно снижается при дополнительном докритическом отжиге.

В настоящее время изучению поведения перлита различной морфологии при циклических испытаниях посвящено крайне незначительное количество работ. В данной работе методом электронной сканирующей и просвечивающей микроскопии рассмотрены особенности изменения структуры при циклическом нагружении перлитных структур, сформированных в заэвтектоидной стали У10 в процессе изотермического распада при температурах 500ºС (с межпластиночным расстоянием от 0,1 мкм) и 650°С (с межпластиночным расстоянием 0,7 мкм). Показано влияние дополнительного отжига при температуре 650°С в течение 10–300 мин на эволюцию структуры в процессе циклических испытаний.

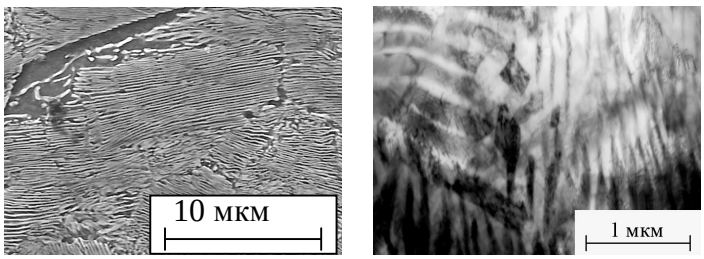
Материалом исследования служила сталь У10 промышленной выплавки (по составу близка к рельсовой стали), содержащая в мас. %: 1.03 C; 0.072 Cr; 0.056 Ni; 0.27 Mn; 0.059 Si; 0.072 Cu; 0.023 P; 0.016 S; остальное Fe.

Циклическое нагружение в области многоцикловой 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_σ = 0 (знакопостоянное отнулевое растяжение), изменением амплитуды напряжения цикла по синусоидальному закону, частотой нагружения 10 Гц. Поверхности шлифов и фольги для исследования тонкой структуры образцов после циклического нагружения изготавливали из рабочей части (l = 24 мм) циклически разрушенного образца, находящейся на расстоянии 5–7 мм от места усталостного излома.

Наибольшее количество циклов до разрушения – 780 тыс., выдержали образцы со структурой тонкопластинчатого перлита, подвергнутого дополнительному длительному докритическому отжигу. Наименьшее количество циклов до разрушения – 43 тыс., выдержали образцы со структурой «свежего» (неотожженного) тонкопластинчатого перлита. Образцы со структурой грубопластинчатого перлита простояли 400 тыс. циклов.

Рассмотрена эволюция структуры при циклическом растяжении стали У10 со структурой тонкопластинчатого и грубопластинчатого перлита. Установлено, что при циклическом нагружении стали со структурой грубопластинчатого перлита не происходит существенных изменений его морфологии, отсутствует фрагментация цементитных пластин (рис. 1*а*). Исследование тонкой структуры показало, что в некоторых случаях наблюдается вынос углерода из цементита перлита, сопровождаю-

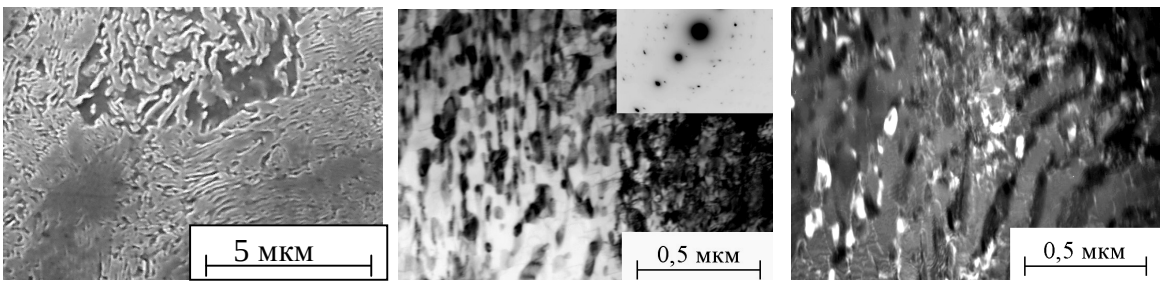
щийся изгибом цементитных пластин, потерей их четкой огранки, формированием на месте цементитных пластин скоплений дислокаций (рис. 1*б*).



а *б*

Рис. 1. Электронные микрофотографии структуры грубопластинчатого перлита стали У10 после циклического нагружения.

Структура тонкопластинчатого перлита, подвергнутая циклическому нагружению, напротив, претерпевает существенные изменения. Такой перлит, в целом, сохраняет пластинчатое строение (рис. 2*а*). Однако обращает на себя внимание тот факт, что в некоторых колониях произошла интенсивная фрагментация и дробление цементитных пластин (рис. 2б, *в*), в отличие от структуры грубопластинчатого перлита. Темнопольный анализ показывает, что отдельные фрагменты цементитных пластин сильно разориентированы друг относительно друга (см. рис. 2*в*). Наиболее деформированы пластины цементита на границах колоний, вероятно, вследствие того, что дислокации, перерезая цементитные пластины, не могут преодолеть границ колоний в перлите. В отдельных участках цементитные пластины присутствуют в качестве следов, что свидетельствует о частичной диссоциации (растворении) цементита. Выход атомов углерода из цементита на дислокации в феррит приводит к эффективному закреплению дислокаций, повышению прочности, снижению пластичности и сопротивления усталости.

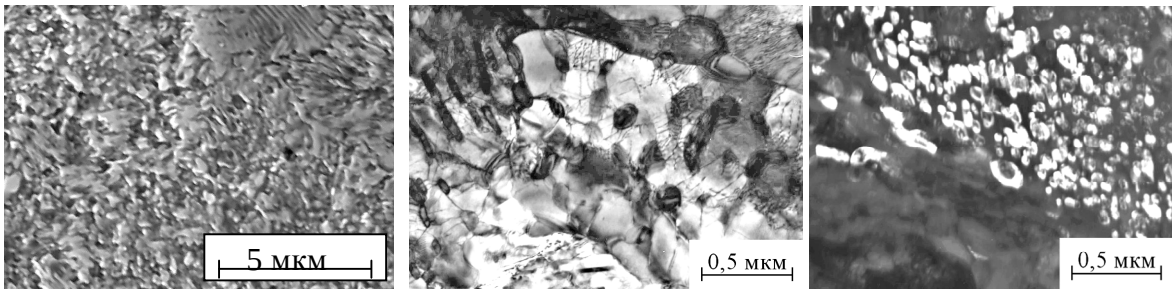


а *б* *в*

Рис. 2. Электронные микрофотографии структуры тонкопластинчатого перлита стали У10 после циклического нагружения.

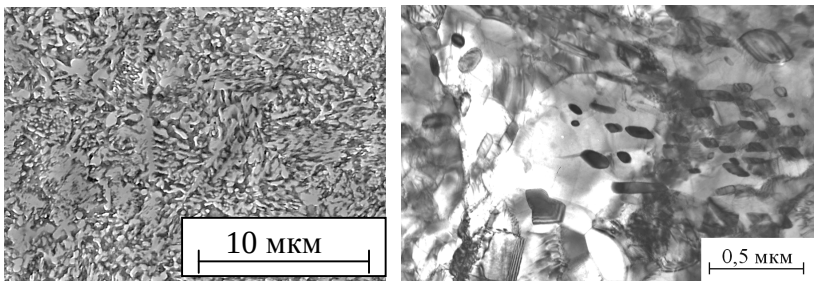
Тонкопластинчатый перлит при усталостных испытаниях имеет меньшую стойкость по сравнению со структурой грубопластинчатого перлита, что можно объяснить более высокой прочностью, зависящей от дисперсности. Однако в работе [3] показано, что тонкопластинчатый перлит отличается от грубопластинчатого не только величиной межпластиночного расстояния, но и повышенным содержанием углерода в ферритной составляющей перлита. Этот факт, а также более значительная способность к диссоциации при деформации тонкопластинчатого перлита (по сравнению с грубопластинчатым) существенно повышает степень деформационного упрочнения тонкопластинчатого перлита [1, 2]. Таким образом, низкое сопротивление циклическим нагрузкам тонкопластинчатого перлита связано не только с его высокой прочностью, но и большой способностью к упрочнению при деформации.

Циклическое нагружение образцов со структурой тонкопластинчатого перлита после кратковременного отжига при температуре 650ºС, 10 мин приводит к существенному изменению структуры – значительно ускоряется сфероидизация и коагуляция цементита (рис. 3*а*). В результате усталостных испытаний некоторые из цементитных пластин претерпели растворение. В ферритной составляющей перлита прошла полигонизация (рис. 3*б*), на темнопольном изображении видно, что фрагменты цементитных пластин разориентированы друга относительно друга незначительно (рис. 3*в*).



а *б* *в*

Рис. 3. Структура тонкопластинчатого перлита в стали У10 после кратковременного отжига (10 мин.) и циклического нагружения.



а б

Рис. 4. Структура тонкопластинчатого перлита в стали У10: *а* – после длительного отжига (300 мин.), *б* – после дополнительного циклического нагружения.

В стали со структурой тонкопластинчатого перлита длительный отжиг 650ºС, 300 мин не приводит к полной сфероидизации цементита, сохраняются колонии пластинчатого перлита (рис. 4*а*). Циклическое нагружение длительно отожженного тонкопластинчатого перлита способствует ускорению сфероидизации цементита, ее полному завершению. Идет коалесценция цементитных частиц, приводящая к укрупнению карбидов. Происходит накопление дефектов как в ферритной составляющей, так и в цементите. В ферритной составляющей перлита появляются полигональные границы и дислокационные сетки (рис. 4*б*). Трансформация цементита в глобулярную форму приводит к повышению подвижности дислокаций, что вызывает увеличение стойкости к циклическим нагрузкам.

Работа выполнена по плану РАН (тема № г.р. 01.2.00613392) и при частичной финансовой поддержке гранта НШ 643.2008.3.

Список литературы

1. Счастливцев В.М., Мирзаев Д.А., Яковлева И.Л., Окишев К.Ю., Табатчикова Т.И., Хлебникова Ю.В. Перлит в углеродистых сталях.- Екатеринбург: УрО РАН, 2006. - 311 с.

2. Счастливцев В.М., Табатчикова Т.И., Макаров А.В., Егорова Л.Ю., Яковлева И.Л. Влияние твердорастворного упрочнения феррита и сфероидизации цементита на износостойкость эвтектоидной углеродистой стали со структурой тонкопластинчатого перлита //ФММ. - 1999. - Т. 88. - № 1. - С. 94-103.
3. Табатчикова Т.И., Михайлов С.Б., Счастливцев В.М., Грачев С.В., Рыковская А.Ю. Исследование внутреннего трения стали У8 после дополнительного отжига // ФММ. - 1997. - Т. 84. - № 2. - С. 318-327.

ОСНОВНЫЕ ФАКТОРЫ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ СТАДИЙНОСТЬ ДЕФОРМАЦИИ И ВЕЛИЧИНУ КОЭФФИЦИЕНТА ДЕФОРМАЦИОННОГО УПРОЧНЕНИЯ

Конева Н. А., Тришкина Л. И., Козлов Э. В.

Томский государственный архитектурно-строительный университет, Томск,
koneva@tsuab.ru

Процессы пластической деформации, как правило, характеризуются четко выделенными стадиями. Закономерности деформации при растяжении и сжатии хорошо исследованы на моно- и поликристаллах с различным размером зерен и типом кристаллической решетки. Опубликовано много зависимостей напряжения σ от степени однородной деформации ε, $\sigma = f(\varepsilon)$. На монокристаллах и крупнозернистых поликристаллах обнаружено и идентифицировано до шести стадий при однородной деформации и стадии локализованной деформации.

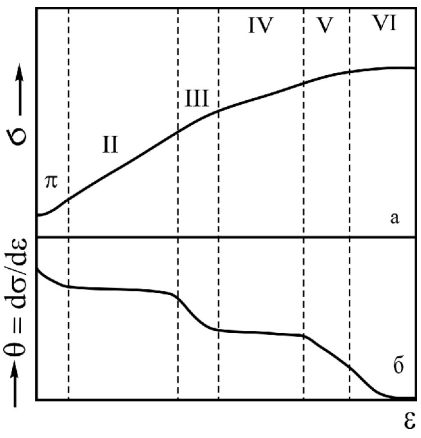


Рис. 1. Картина стадийности поликристаллов ГЦК металлов и однофазных сплавов при активной деформации (σ – напряжение течения, θ – коэффициент деформационного упрочнения, ε – истинная деформация). Пунктирные линии отделяют стадии деформации: переходную π и стадии II, III, IV, V и VI.

На рис.1 указаны основные стадии активной пластической деформации. Этот рисунок суммирует современное состояние проблемы, касающееся стадийности деформации [1–14]. Стадии именуются, начиная с переходной (π - стадия), номерами II – VI. Они отражают картину стадийности деформации ГЦК однофазных поликристаллов. Соответствующие зависимости напряжения течения σ и коэффициента деформационного упрочнения $\theta = d\sigma/d\varepsilon$ в функции степени деформации ε представлены, соответственно, на рис.1*а* и 1*б*. Четные стадии имеют постоянный коэффициент деформационного упрочнения; нечетные стадии, как и π - стадия, имеют переменный коэффициент θ. На стадии II коэффициент деформационного упрочнения θ имеет большое значение, на стадии IV его значение меньше и на стадии VI θ = 0. На стадиях III и V скорость деформационного упрочнения с деформацией убывает. Такая зависимость характерна как для монокристаллов, так и поликристаллов мезоуровня с интервалом размеров зерен (100–1) мкм.

С уменьшением среднего размера зерен *d* и его приближением к интервалу 5–1 мкм четкая

картина стадийности зависимости $\sigma = f(\varepsilon)$ осложняется увеличением числа действующих систем скольжения в отдельных зернах. Это обусловлено тем, что контактные напряжения, возникающие между соседними зернами, обычно простираются на расстояния в несколько микрон. Поэтому в поликристаллах со средним размером зерен d от одного до нескольких микрон действуют, в основном, системы скольжения с максимальным фактором Шмида. По крайней мере, такая картина имеет место в центральной части тела зерен. Лишь в областях зерен вблизи их границ контактные напряжения, возникающие между зернами из-за несовместности их деформации, вызывают в приграничной области действие систем скольжения с малым или нулевым фактором Шмида. Вследствие этого появляются геометрически необходимые дислокации, осуществляющие скольжение в приграничной области.

В мелкозернистых поликристаллах, размер зерен которых соизмерим с областью действия межзеренных контактных напряжений, действуют, как правило, разнообразные системы скольжения, обусловленные как внешними приложенными напряжениями, так и контактными. Поэтому при дальнейшем измельчении зерен и переходе к микрокристаллам и далее к нанокристаллам картина деформационного упрочнения значительно изменяется. Это обусловлено несколькими факторами. Первый из них – возрастание плотности дислокаций ρ при переходе к микрокристаллам и последующее убывание плотности дислокаций при переходе к субмикрокристаллам. Второй фактор – резкое увеличение плотности границ зерен (ГЗ) при уменьшении среднего размера зерен и соответственно смена дислокационного механизма упрочнения на зернограничный. Третий фактор – с измельчением размера зерна дислокационный механизм деформации сменяется зернограничным проскальзыванием, а затем возрастает роль в деформации свободного объема. С измельчением размера зерна коэффициент упрочнения на стадии IV уменьшается, и она постепенно превращается в стадию VI или даже VIII. Стадии IV, VI и VIII отличаются величиной и знаком коэффициента деформационного упрочнения θ. На стадии IV $\theta_{IV} > 0$, на стадии VI $\theta_{VI} = 0$ и на стадии VIII $\theta_{VIII} < 0$. Картина эволюции стадий пластической деформации с уменьшением среднего размера зерен представлена на рис.2.

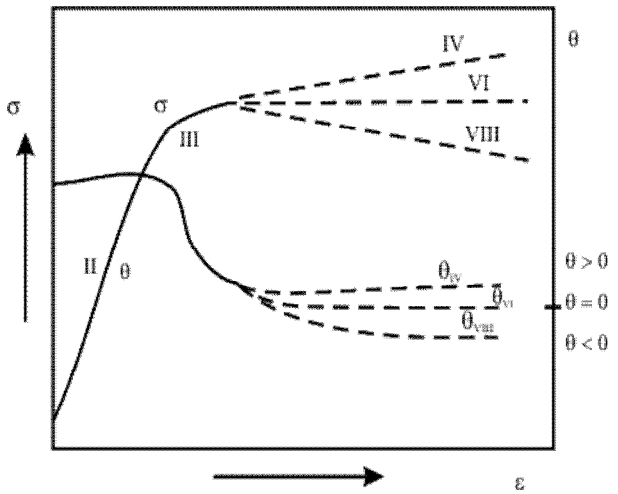


Рис. 2. Схема трех возможных вариантов картины деформационного упрочнения (разупрочнения) при больших степенях деформации ГЦК нанополикристаллов

Изменение в картине стадий деформации с изменением среднего размера зерен обусловлено изменением структуры зерен и их границ, внутренних напряжений, механизмов деформации, текстуры и функции распределения зерен по размерам. При малых размерах зерен (ультрамелкозернистых или нано) большую роль играет различное поведение весьма крупных и весьма малых зерен из функции распределения размеров зерен для конкретного образца. При этом в самых крупных зернах имеет место проскальзывание по границам зерен и внутризеренная дислокационная активность, в том числе, дислокаций мартенситного превращения и двойникующих. Напротив, самые мелкие зерна ведут себя как твердые недеформируемые частицы [10, 15].

При переходе к ультрамелкозернистым и нанополикристаллам осложняется картина локализации деформации. Если при размере зерен $d > 10$ мкм при выполнении условия Бэкофена-Консидера $\theta = d\sigma/d\varepsilon = \sigma$ [15] формируется шейка, то в нанообласти локализация деформации осуществляется полосами деформации и интенсивным проскальзыванием по границам зерен и даже их групп. При этом картина деформационного упрочнения характеризуется наличием продолжительных стадий с почти постоянным значением θ (рис.2). Чем меньше θ, тем значительнее локализация деформации.

Можно сделать заключение, что при мелких зернах сохраняются стадии II и III, а стадия IV ($\theta > 0$) чаще заменяется стадией VI ($\theta = 0$) или стадией VIII ($\theta < 0$).

Список литературы

1. Конева Н.А., Лычагин Д.В., Жуковский С.П., Козлов Э.В. Эволюция дислокационной структуры и стадии пластического течения поликристаллического железо-никелевого сплава // ФММ. – 1985. – Т.60. - №1. – С. 171-179.
2. Koneva N.A., Lychagin D.V., Teplyakova L.A., Kozlov E.V. Parameters of dislocation structures and factors determining flow stress at stages III and IV // Strength of metals and alloys. Proceed. of ICSMA – 8. – Oxford: Pergamon press, 1988. – P. 385-390.
3. Конева Н.А., Козлов Э.В. Физическая природа стадийности пластической деформации // Изв. ВУЗов. Физика. – 1990. - №2. – С. 89-106.
4. Козлов Э.В., Попова Н.А., Григорьева Н.А. и др. Стадии пластической деформации, эволюция субструктуры и картина скольжения в сплавах с дисперсным упрочнением // Изв. ВУЗов. Физика. – 1991. - №3. – С. 112-128.
5. Fang X.F., Dahl W. Strain hardening of steels at large strain deformation. Part I: Relationship between strain hardening and microstructures of B.C.C. steels // Mater. Sci. Eng. – 1995. – V. A203. – P. 14-25.
6. Конева Н.А. Природа стадий пластической деформации // Соросовский образовательный журнал. – 1998. - №120. – С. 99-105.
7. Kuhlmann – Wilsdorf D. The theory of dislocation – based crystal plasticity // Phil. Mag. A. – 1999. – V.79. - №4. – P. 955-1008.
8. Kuhlmann – Wilsdorf D. The LES theory of solid plasticity // Dislocation in Solids. V.11. – Eds.: F.N.R. Nabarro, M.S. Duesbery. – Amsterdam…Tokyo: ELSEVIER, 2002. – P. 211-342.
9. Конева Н.А., Козлов Э.В. Современная картина стадий пластической деформации // Вестник Тамбовского Университета. – 2003. – Т.8. - №4. – С. 514-518.
10. Козлов Э.В., Конева Н.А., Жданов А.Н. и др. Структура и сопротивление деформированию ГЦК ультрамелкозернистых металлов и сплавов // Физическая мезомеханика. – 2004. – Т.7. - №4. – С. 93-113.
11. Конева Н.А., Козлов Э.В. Современная картина стадий пластической деформации // Изв. ВУЗов. Физика. – 2004. - №11. – С. 32-37.
12. Kozlov E.V. Structure and resistance to deformation of UFG metals and alloys // Severe plastic deformation. Toward bulk production of nanostructured materials. Ed. B.S. Altan. – N.Y.: Nova Science Publishers, Inc., 2005. – P. 295-332.
13. Козлов Э.В., Тришкина Л.И., Жданов А.Н., Конева Н.А. Дислокационная структура и стадии пластической деформации в металлах и сплавах с разным размером зерен // XVII Петербургские чтения по проблемам прочности. Сб. материалов. Часть I. – Санкт-Петербург: ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 2007. – С. 7-10.
14. Kozlov E.V., Zhdanov A.N., Koneva N.A. Physics of grain boundary hardening for a wide range of grain sizes // Вопросы материаловедения. – 2007. - №4 (52). – P. 156-168.
15. Kozlov E.V., Zhdanov A.N., Popova N.A. et al. Subgrain structure and internal stress fields in UFG materials: problem of Hall – Petch relation // Mat. Sci. Eng. A. – 2004. – V. A 387-389. – P. 789-794.
16. Бэкофен В. Процессы деформации. – М.: Металлургия, 1977. – 288 с.

ГЕОМЕТРИЧЕСКИ НЕОБХОДИМЫЕ ДИСЛОКАЦИИ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РАЗМЕРАХ ЗЕРЕН

Козлов Э. В., Конева Н. А., Тришкина Л. И.

Томский государственный архитектурно-строительный университет, г. Томск, Россия
kozlov@tsuab.ru

Компоненты дислокационной структуры. В течение многих лет дислокационную структуру принято характеризовать скалярной плотностью дислокаций ρ. Развитие дислокационной науки привело к подразделению величины ρ на различные по физическому смыслу компоненты. Скалярную плотность дислокаций можно разделить на плотность подвижных (moving) дислокаций, ρ_m, и плотность закрепленных (stopping) дислокаций, ρ_{st} [1]. Естественно:

$$\rho = \rho_m + \rho_{st}. \quad (1)$$

С другой стороны скалярная плотность дислокаций состоит из подвижных в активной плоскости скольжения дислокаций, ρ_m, и дислокаций «леса» (forest), ρ_f, не принадлежащих активной плоскости скольжения [2]. Теперь:

$$\rho = \rho_m + \rho_f. \quad (2)$$

Следующее разделение скалярной плотности дислокаций ρ на две компоненты было более тонким. Во-первых, накопленные в объеме материала дислокации сначала испускаются их источниками, а потом тормозятся в результате реакций с другими дислокациями. И размножение дислокаций, и реакции являются случайными процессами. Поэтому эта группа дислокаций называется статистически запасенными ρ_s [3]. Статистически запасенные дислокации (СЗД) тормозятся относительно слабыми барьерами – другими дислокациями. Если в материале присутствуют более прочные барьеры – частицы вторых фаз и границы зерен (ГЗ), то имеют место градиенты пластической деформации. Если такие градиенты присутствуют, то дополнительно к плотности дислокаций ρ_s происходит накопление геометрически необходимых дислокаций (ГНД) с плотностью ρ_G [3]. В этом случае:

$$\rho = \rho_s + \rho_G . \quad (3)$$

ГНД часто связаны с изгибом кристаллической решетки [4].

Существует естественное для теории дислокаций разделение дислокаций на положительно заряженные (ρ_+) и отрицательно заряженные (ρ_-) [5]. Сумма их дает общую скалярную плотность дислокаций:

$$\rho = \rho_+ + \rho_- , \quad (4)$$

а их разность дает избыточную плотность дислокаций [6, 7]:

$$\rho_\pm = \rho_+ + \rho_- . \quad (5)$$

Избыточная плотность дислокаций непосредственно связана с кривизной-кручением кристаллической решетки:

$$\rho_\pm = \frac{1}{b}\frac{\partial \phi}{\partial l} = \frac{\chi}{b} = (rb)^{-1}, \quad (6)$$

где b – вектор Бюргерса, φ – угол наклона кристаллографической плоскости, l – расстояние на плоскости, χ – кривизна-кручение кристаллической решетки, r – радиус кривизны кристалла.

Градиент деформации, плотность ГНД и плотность избыточных дислокаций. Плотность ГНД можно выразить через градиент деформации [4, 8]:

$$\rho_G = (rb)^{-1}. \quad (7)$$

Если сравнить (6) и (7), то очевидно, что

$$\rho_G = \rho_{\pm}. \quad (8)$$

Избыточная плотность дислокаций оказывается равной плотности ГНД. Последние представляют собой запасенные дислокации, которые требуются для аккомодации кривизны кристаллической решетки, возникающей из-за неоднородности пластической деформации, то есть из-за наличия градиента деформации [9]. Изгиб кристаллической решетки вблизи ГЗ можно представлять как в единицах $\rho_{\pm}$, так и в единицах χ [10–12].

Размер зерна и плотность ГНД. Для описания упрочнения поликристаллического агрегата были сделаны попытки связать плотность ГНД (ρ_G) со средним размером зерна (d). В [3, 4] было предложено, что:

$$\rho_G = \frac{\varepsilon}{4bd}, \quad (9)$$

где ε – степень деформации. Этой схеме удовлетворяет модель Конрада [13], где общая плотность дислокаций ρ обратно пропорциональна среднему размеру зерна d:

$$\rho \approx \frac{\varepsilon}{0.4b \cdot d} \quad (10)$$

Формулы (9) и (10) совпадают с точностью до коэффициента, поэтому $\rho >> \rho_G$ (примерно на порядок). Это означает, что и $\rho_s >> \rho_G$. Теоретическая оценка коэффициентов в (9) и (10) не является строгой, поэтому необходимо дальнейшее рассмотрение этой проблемы.

Способы измерения плотности ГНД. Формулы (9) и (10) свидетельствуют о том, что как ρ, так и ρ_G и $\rho_{\pm}$ обратно пропорциональны размеру зерна и зависят от степени деформации. Экспериментально это подтверждено в [10, 14]. Таким образом, первый способ определения ρ_G основан на использовании зависимости $\rho = f(d^{-1})$ [10]. Для обычных размеров зерен 40…450 мкм $\rho_s >> \rho_G$ (рис.1).

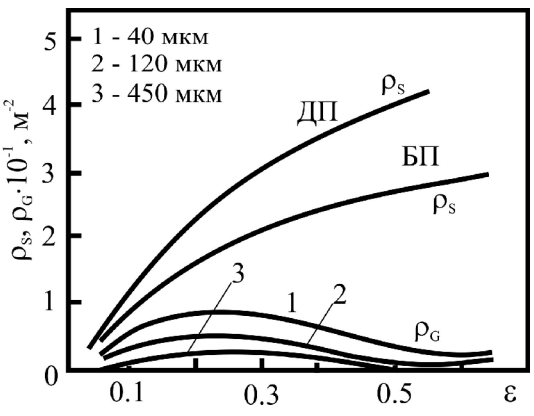


Рис.1. Зависимости ρ_G и ρ_S от степени деформации для сплава Ni_3Fe в состояниях с дальним (ДП) и ближним (БП) атомным порядком. На рисунке указаны размеры зерен, для которых были определены ρ_G и ρ_S [10]

Второй способ базируется на формуле (8), т.е. на равенстве ρ_G и $\rho_{\pm}$. Техника измерения $\rho_{\pm}$ подробно описана в работах авторов (см., например, [6, 7, 11]).

Третий способ основан на измерении плотности дислокаций ρ как функции расстояния от ГЗ. У ГЗ $\rho = \rho_G + \rho_s$, в теле зерна $\rho \approx \rho_s$. Измеряя разность плотности дислокаций у ГЗ и в центре зерна, можно получить значения ρ_G.

Четвертый способ основан на измерении параметров зон сдвига – основных, вторичных и аккомодационных систем скольжения [15]. Используя данные о величине сдвига и плотности следов скольжения, можно разделить вклады ρ_s и ρ_G в плотность дислокаций ρ. При переходе к ультрамелкозернистым и нанополикри-

сталлам необходимо выделить внутризеренное и зернограничное скольжение, поскольку последнее, как правило, не является дислокационным [16–18].

Список литературы

1. Фридель Ж. Дислокации. – М.: Мир, 1967. – 643с.
2. Зеегер А. Механизм скольжения и упрочнения в кубических гранецентрированных и гексагональных плотноупакованных металлах // Дислокации и механические свойства кристаллов. – М.: ИИЛ, 1960. – С.179-289.
3. Ashby M.F. The deformation of plastically non-homogeneous materials // Phil. Mag. – 1970. – V.21. – P.399-424.
4. Courtney T.H. Mechanical behavior of materials. – International Editions: McGraw – Hill, 2000. – 726p.
5. Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. – М.: Атомиздат, 1972 – 599с.
6. Конева Н.А., Козлов Э.В., Тришкина Л.И., Лычагин Д.В. Дальнодействующие поля напряжений, кривизна-кручение кристаллической решетки и стадии пластической деформации. Методы измерения и результаты // Новые методы в физике и механике деформируемого твердого тела. Часть I. Под ред. В.Е. Панина. – Томск: Изд-во ТГУ, 1990. – С.83-93.
7. Koneva N.A. Internal long-range stress fields in ultrafine grained materials // Severe plastic deformation. Toward bulk production of nanostructured materials. Ed. B.S. Altan. – N. – Y.: Nova Science Publishers, Inc., 2005. – P.249-274.
8. Kubin L.P., Mortcusen A. Geometrically necessary dislocations and strain-gradient plasticity: a few critical issues // Scr. Mat. – 2003. – V.48. – P.119-125.
9. Gao H., Huang Y., Geometrically necessary dislocations and size-dependent plasticity // Scr. Mat. – 2003. – V.48. – P.113-118.
10. Конева Н.А., Жуковский С.П., Лапскер И.А. и др. Роль внутренних поверхностей раздела в формировании дислокационной структуры и механических свойств в однофазных поликристаллах // Физика дефектов поверхностных слоев материалов. Под ред. А.Е. Романова – Л.: ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 1989. – С.113-131.
11. Koneva N.A., Kozlov E.V., Trishkina L.I. Internal field sources, their screening and the flow stress // Mat. Sci. Eng. – 2001. – V.A319-321. – P.156-159.
12. El-Dasher B.S., Adams B.L., Rollet A.D. Viewpoint: experimental recovery of geometrically necessary dislocation density in polycrystals // Scr. Mat. – 2003. – V.48. – P.141-145.
13. Конрад Х. Модель деформационного упрочнения для объяснения влияния величины зерна на напряжение течения металлов // Сверхмелкое зерно в металлах. Сб. статей. Перевод с англ. Под ред. Л.И. Гордиенко. – М.: Металлургия, 1973. – С.206-219.
14. Конева Н.А., Козлов Э.В. Физическая природа стадийности пластической деформации // Структурные уровни пластической деформации и разрушения. Под ред. В.Е. Панина. – Новосибирск: Наука. Сиб. отделение, 1990. – С.123-186.
15. Шаркеев Ю.П., Лапскер И.А., Конева Н.А., Козлов Э.В. Схема развития скольжения в зернах поликристаллов с ГЦК решеткой // ФММ. – 1985. – Т.60. - №4. – С.816-821.
16. Valiev R.Z., Kozlov E.V., Ivanov YU.F. et al. Deformation behaviour of ultra-fine grained copper // Acta met. – 1994. – V.42. - №7. – P.2167-2475.
17. Козлов Э.В., Конева Н.А., Жданов А.Н. и др. Структура и сопротивление деформированию ГЦК ультрамелкозернистых металлов и сплавов // Физическая мезомеханика. – 2004. – Т.7. - №4. – С.93-113.
18. Kozlov E.V. Structure and resistance to deformation of UFG metals and alloys // Severe plastic deformation. Toward bulk production of nanostructured materials. Ed. B.S. Altan. – N.-Y.: Nova Science Publishers, Inc., 2005. – P.295-332.

ВЛИЯНИЕ ДОЗОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ДИФФУЗИИ НА ЭВОЛЮЦИЮ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В ОБЛУЧЕННЫХ МАТЕРИАЛАХ

Колобов Ю. Р., Красильников В. В., Савотченко С. Е., Прозорова М. С.

Белгородский государственный университет, Белгород, Россия
kras@bsu.edu.ru

В основе всех механизмов радиационного упрочнения металлов лежат процессы взаимодействия точечных дефектов друг с другом, с дислокациями, межфазными границами раздела [1]. Известно, что радиационное упрочнение конструкционных материалов ядерных и термоядерных реакторов сопровождаются существенным охрупчиванием и повышением температуры вязко-хрупкого разрушения [2]. Поэтому изучение механизмов и закономерностей эволюции распределения точечных дефектов, определяющих процессы пластической деформации, упрочнения и разрушения облученных материалов является актуальной задачей физического материаловедения. На начальных стадиях низкотемпературного облучения (до $0{,}3 \cdot T_{пл}$, где $T_{пл}$ – температура плавления) при небольших дозах преобладают процессы стопорения исходных дислокаций и их источников точечными дефектами [3]. Попадая на дислокацию, они образуют на ней ступеньки и пороги, что влечет за собой изменение динамики дислокаций, обуславливающей прочностные характеристики материалов.

К настоящему моменту имеется множество экспериментальных данных и различных теоретических моделей, описывающих связь концентрации барьеров различных типов со степенью радиационного упрочнения и отличающихся поведением кластеров точечных дефектов [4]. Для всех типов препятствий изменение предела текучести металлов, обусловленное эффектом торможения дислокаций, описывается выражением вида [1]:

$$\Delta\tau = \gamma\mu b (Cl)^{1/2}, \qquad (1)$$

где γ – параметр, характеризующий мощность барьера (постоянная величина для данного типа барьера), μ – модуль сдвига, b – длина вектора Бюргерса, $C(x, t)$ – объемная плотность точечных дефектов (барьеров данного типа или их кластеров), l – их средний размер. Например, вакансионные и межузельные кластеры имеют средний размер $l \le 5$ нм, а характеризующий мощность кластерного барьера параметр имеет значение $\gamma \approx 0{,}2$ [1].

Согласно (1), прирост предела текучести, в основном, определяется объемной плотностью барьеров данного типа $C(x, t)$, то есть радиационных точечных дефектов (вакансий или межузельных атомов), в момент времени t на расстоянии x от облучаемой поверхности. Рассмотрим облучаемый образец (пластину) конечной толщины h. Пусть ось Ox перпендикулярна облучаемой поверхности $x = 0$, а плоскость yOz совпадает с этой поверхностью. Толщина пластины считается существенно меньше линейных размеров облучаемой поверхности, но превосходящей длины пробега как налетающих частиц, так первично выбитых атомов.

Будем считать, что поток частиц Ф распределен равномерно по всей поверхности пластины, а радиационные повреждения создаются достаточно равномерно по всей ее толщине. Также предположим, что вблизи образовавшихся радиационных дефектов в объеме V не могут образовываться новые каскады, приводящие к изменению плотности барьеров за счет рекомбинационных эффектов. Пусть K – начальная скорость образования точечных дефектов, V – эффективный объем взаимодействия между ними.

Распределение объемной плотности точечных дефектов по толщине облучаемого образца в зависимости от дозы $\eta = \Phi t$ определяется одномерным уравнением диффузионного типа:

$$\frac{\partial C}{\partial \eta} = D(\eta)\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + K(1 - VC),\ 0 < x < h,\ 0<h. \quad (2)$$

Основным предположением в данной модели является то, что коэффициент диффузии D в облучаемом материале считается зависящим от дозы η. Влияние дозы на коэффициент диффузии атомов титана в подложке из железа при ионном облучении, в частности, изучено в [5].

В начальный момент времени считается известным распределение объемной плотности точечных дефектов. Математически это выражается в форме начального условия:

$$C(x, 0) = C_0. \quad (3)$$

Для упрощения вычислений будем считать, что на поверхностях пластины отсутствуют точечные дефекты радиационного происхождения. Математически это выражается в форме краевых условий 1-ого рода:

$$C(0, t) = C(h, t) = 0. \quad (4)$$

Таким образом, математическая формулировка предложенной модели представляет собой первую начально-краевую задачу для уравнения (2) с начальным условием (3) и краевыми условиями (4).

Для дозовой зависимости коэффициента диффузии в [5] было приведено выражение:

$$D(\eta) = (1 + \alpha d)D_e, \quad (5)$$

где $D_e = D_0 e^{-\frac{E_d}{k_B T}}$ – равновесный коэффициент диффузии точечных дефектов, T – температура испытания, E_d – энергия активации диффузии и миграции, $D_0 = a\nu^2$, a и ν – длина перескоков и собственная частота колебаний атомов при миграции в равновесных условиях, d – независящий от дозы температурно-энергетический фактор, α – параметр неравновесности (малый) [6]. Температурно-энергетический фактор определяется выражением [5]:

$$d = \frac{E_0 - E_m + k_B T}{E_0} e^{\frac{E_m}{k_B T}}, \quad (6)$$

где E_m – энергия миграции при отсутствии облучения, E_0 – максимальная энергия, передаваемая частицам от радиационного потока. Параметр неравновесности считается зависящим от дозы и может быть оценен по формуле [5]:

$$\alpha = \alpha_0 \Phi t, \quad (7)$$

где параметр $\alpha_0 = 4\sigma g E_s / E_0$, σ – полное поперечное сечение рассеяния, E_s – пороговая энергия смещения, g – среднее число смещенных атомов на один первично выбитый атом. Учет неравновесности возможен при выполнении условия $\alpha \exp(E_m / k_B T) > 1$ [6]. Согласно выражениям (5)–(7), дозовая зависимость коэффициента диффузии может быть представлена в виде:

$$D(\tau) = (1 + a\eta)D_e, \quad (8)$$

где $a = \alpha_0 d$.

Решение начально-краевой задачи (2)-(4) с переменным коэффициентом диффузии представимо в виде ряда:

$$C(x,\eta)=\sum_{n=0}^{\infty}c_n(\eta)\sin\frac{(2n+1)x}{h}, \qquad (9)$$

где коэффициент Фурье:

$$c_n(\eta)=\frac{4}{\pi(2n+1)}e^{-KV\eta-\lambda_n\int_0^{\eta}D(t)dt}\left\{C_0+K\int_0^{\eta}e^{KVt+\lambda_n\int_0^{t}D(s)ds}dt\right\}, \qquad (10)$$

$$\lambda_n=\frac{(2n+1)^2\pi^2}{h^2},\ n=0,\ 1,\ldots$$

Полученное выражение (9) описывает зависимость объемной плотности точечных дефектов радиационного происхождения от дозы $\eta = \Phi t$ и учитывает неравновесность их коэффициента диффузии.

Использование линейной зависимости коэффициента диффузии от дозы (8) позволяет провести интегрирование в (10) и получить явное выражение для коэффициента Фурье разложения плотности дефектов (9):

$$c_n(\eta)=\frac{4}{\pi(2n+1)}e^{-KV\eta-\lambda_nD_e(\eta+a\eta^2/2)}\left\{C_0+K\sqrt{\frac{\pi}{2\lambda_nD_ea}}e^{-\frac{(KV+\lambda_nD_e)^2}{2\lambda_nD_ea}}[\mathrm{erfi}(b_1)-\mathrm{erfi}(b_2)\right\}, \qquad (11)$$

где $\mathrm{erfi}(z)=\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^{z}e^{y^2}dy$ – мнимая функция ошибок,

$$b_1=\frac{KV+\lambda_nD_e(1+a\eta)}{\sqrt{2\lambda_nD_ea}},\ b_2=\frac{KV+\lambda_nD_e}{\sqrt{2\lambda_nD_ea}}.$$

Подстановка полученного выражения для плотности дефектов (9) с (11) в (1) позволяет получить значения предела текучести в различных точках пластины в зависимости от дозы. Анализ выражения (9) показал, что в любой фиксированной точке пластины зависимость плотности дефектов и предела текучести от дозы не является монотонной. При малых дозах происходит хорошо наблюдаемый в большинстве экспериментов рост предела текучести по степенному закону [1-3]. Далее, при определенной дозе наблюдается максимум предела текучести, после которой величина предела текучести начинает медленно уменьшаться.

Таким образом, учет дозовой зависимости коэффициента диффузии приводит к немонотонному характеру изменения плотности точечных дефектов радиационного происхождения и предела текучести облучаемого материала при накоплении дозы.

Список литературы

1. Паршин А.М., Неклюдов И.М., Камышанченко Н.В., Тихонов А.Н. и др. Физика радиационных явлений и радиационное материаловедение. Белгород: Изд-во БелГУ, 1998. 378 с.
2. Неклюдов И.М., Камышанченко Н.В. //. Научные ведомости БГПУ. 1996. №1. С. 18-33.
3. Зеленский В.Ф., Неклюдов И.М. //. ВАНТ. Сер.: ФРП. 1984. Вып.1(29). С. 46-73.
4. Ghoniem N.M., Alhajji J., Garner F.A. //. Effect of radiation on materials. ASTM. 1982. P. 1054-1087.
5. Ковалева М.Г. // Диссертация на соиск. уч. степ. канд. физ.-мат. наук. Белгород: БелГУ, 2006. 152 с.
6. В.А. Степанов. Радиационно-стимулированная диффузия в твердых телах.// ЖЭТФ. 1998. Т.68. №8. С.67 – 72.

К ВОПРОСУ МОДЕЛИРОВАНИЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПРЕДЕЛА ТЕКУЧЕСТИ ОБЛУЧЕННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Красильников В. В., Савотченко С. Е., Пархоменко А. А.*

Белгородский государственный университет, Белгород, Россия
kras@bsu.edu.ru)
* *Национальный научный центр Харьковский физико-технический институт г. Харьков, Украина*

В результате облучения механические свойства материалов претерпевают существенные изменения, в частности, могут иметь место явления радиационного охрупчивания или радиационного упрочнения [1]. При этом пластические свойства облученных материалов существенным образом зависят не только от полученной дозы, но и от температуры испытаний [2–6].

Результаты экспериментального изучения эффектов радиационного охрупчивания и температурных зависимостей таких прочностных характеристик материалов как относительное удлинение и предел текучести были приведены в ряде работ [1–6]. В [5,6] было установлено, что процесс деформации, связанный с коллективным поведением дислокаций в облученных деформируемых материалах, характеризуется наличием различных структурных уровней пластической деформации. При этом температурная зависимость предела текучести интерпретируется как фазовый переход между двумя структурными уровнями пластической деформации, характеризующимися определенными значениями атермической компоненты напряжения. Испытанию подвергались материалы с различными типами кристаллической структуры.

Основные эксперименты со сталью 0Х18Н10Т проводились на образцах, облученных (e,γ)-пучками энергией 225 МэВ до дозы 10^{25} эл/см^2, при температурах 170–190°С [5]. Для механических испытаний брались плоские оразцы с размерами рабочей части 10×2×0,3 мм и испытывались в вакууме при температурах 20–1200°С со скоростью деформации 0,003 с$^{-1}$. Образцы меди вакуумно-индукционного переплава (99,98) были облучены γ-пучками с энергией 225 МэВ до флюенса 0,1 с.н.а. при температуре 150°С [2,5]. Образцы никеля облучались электронами до дозы 10^{19} эл/см^2 при энергии 225 МэВ [1,3,4]. Образцы стали 15Х2МФА облучались нейтронами до флюенса $3\cdot10^{20}$ нейтрон/см^2 [1]. Образцы ванадия (чистоты 99,9) были облучены высокоэнергетическими (225 МэВ) (e,γ)-пучками также до флюенса 0,01 с.н.а [3,6]. Монокристаллы хрома облучались (e,γ)-пучками до флюенса 10^{25} эл/см^2 [6]. Экспериментальные результаты изучения температурной зависимости предела текучести облученных материалов приведены на рисунках 1 и 2 (экспериментальные точки – маркеры).

В данной работе предлагается модель описания температурной зависимости предела текучести между двумя уровнями атермического напряжения на основе соотношения:

$$\sigma(T) = \sigma_c\{1 - A\mathrm{th}B(T - T_c)\}, \qquad (1)$$

где σ_c, A, B, T_c – эмпирические параметры, причем σ_c и T_c являются напряжением и температурой перехода, соответственно, между структурными уровнями пластической деформации, характеризующимися известными из эксперимента значениями атермического напряжения. Значения данных параметров подбираются для наилучшего совпадения экспериментальных значений пределов текучести материалов и

значения функции (1) для соответствующих температур испытаний. Критерием подбора значений эмпирических параметров являлась минимизация суммы квадратов отклонений экспериментальных значений пределов текучести от вычисленных по формуле (1) значений при соответствующих температурах испытаний для каждого конкретного материала.

В табл. 1 приведены значения эмпирических параметров аппроксимирующей функции (1) для различных материалов. Также в табл. 1 приведены относительные погрешности аппроксимации ε (в %) и величины достоверности аппроксимации R^2 (коэффициент детерминации) для каждой зависимости.

Таблица 1.

Материал	σ_c, МПа	A,	B, $°C^{-1}$	T_c, $°C$	ε, %	R^2
сталь 0Х18Н10Т	198	0,8636	0,0085	633	0,5364	0,9999
медь	84	0,5000	0,0060	397	0,8687	0,9998
никель	131	0,8549	0,0045	361	0,8051	0,9999
сталь 15Х2МФА	145	0,9379	0,0385	197	1,7151	0,9991
ванадий	241	0,9295	0,00205	505	5,0697	0,9905
хром	277	0,5812	0,00547	251	6,3497	0,9976

Близость коэффициента детерминации к единице свидетельствует о хорошей согласованности предложенных теоретических зависимостей с экспериментальными данными для всех рассмотренных материалов. Относительные погрешности аппроксимации экспериментальных данных функцией (1) для материалов с ГКЦ решеткой (сталь 0Х18Н10Т, медь, никель) существенно ниже, чем для материалов с ОЦК решеткой (сталь 15Х2МФА, ванадий, хром).

Графики зависимости предела текучести, рассчитанные по формуле (1) для различных материалов с параметрами из табл.1, приведены на рис. 1 и 2. Видно, что расчетные зависимости демонстрируют хорошую согласованность с экспериментальными данными для всех изученных материалов в широком интервале температур испытаний.

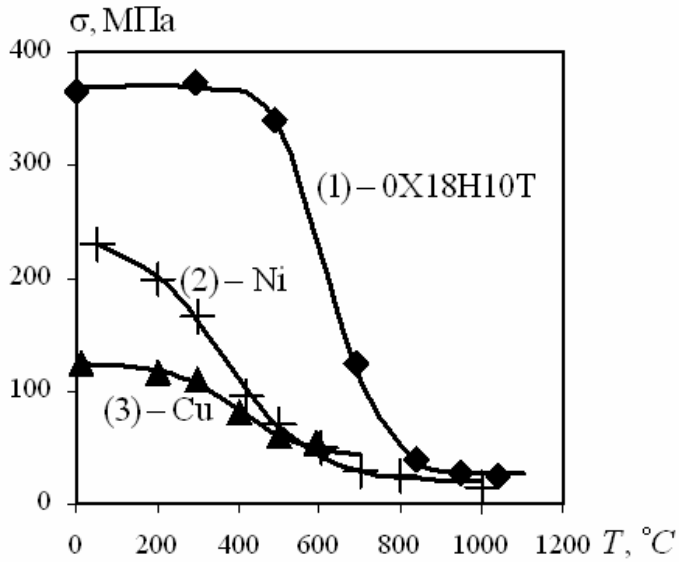


Рис. 1. Температурные зависимости предела текучести облученных материалов: (1) – сталь 0Х18Н10Т (экспериментальные точки – прямоугольные маркеры), (2) – никель (экспериментальные точки – крестовые маркеры), (3) – медь (экспериментальные точки – треугольные маркеры). Сплошные линии – графики $\sigma(T)$, рассчитанные по формуле (1) с параметрами из табл. 1 для соответствующих материалов.

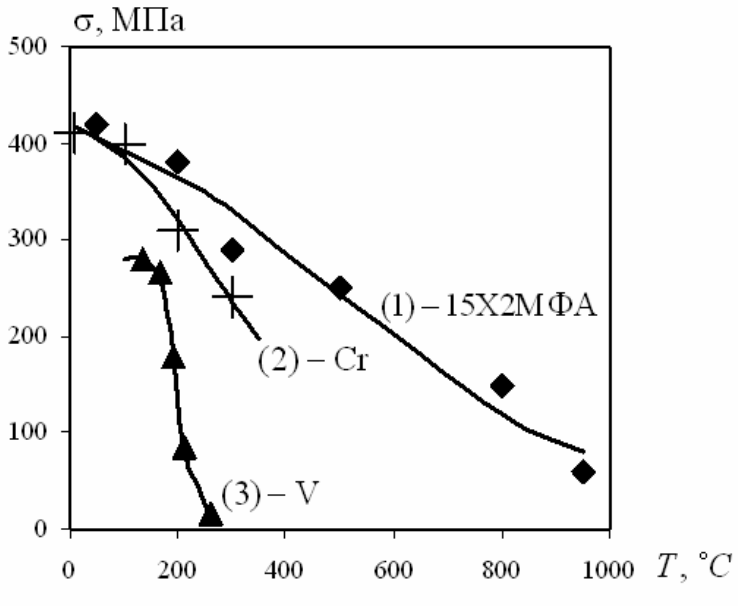


Рис. 2. Температурные зависимости предела текучести облученных материалов: (1) – ванадий (экспериментальные точки – прямоугольные маркеры), (2) – хром (экспериментальные точки – крестовые маркеры), (3) – сталь 15Х2МФА (экспериментальные точки – треугольные маркеры). Сплошные линии – графики $\sigma(T)$, рассчитанные по формуле (1) с параметрами из табл. 1 для соответствующих материалов.

Выполненные расчеты показывают, что рассмотренная модель адекватно описывает процессы пластической деформации в облученном материале. В частности, можно сделать вывод о том, что облучение способствует переходу пластической деформации на более высокий структурный уровень, после чего материал переходит в стадию радиационного охрупчивания.

Установленные общие закономерности дают возможность прогнозировать на основе выражения (1) температурные интервалы охрупчивания реакторных материалов в зависимости от поведения их механических свойств.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов БелГУ (ВКГ 201-08).

Список литературы

1. Паршин А.М., Неклюдов И.М., Камышанченко Н.В., Тихонов А.Н. и др. Физика радиационных явлений и радиационное материаловедение. Белгород: Изд-во БелГУ, 1998. 378 с.
2. Пархоменко А.А. // Электронная микроскопия и прочность кристаллов. 1998. N9. С. 103-111.
3. Ожигов Л.С., Пархоменко А.А., Рябчиков Л.Н., Шевченко С.В. // ВАНТ. Сер.: ФРП и РМ. 1975. Вып.1(2). С.36-38.
4. Zelensky V.F., Neklyudov I.M., Ozhigov I.S., Parkhomenko A.A. // J. Nucl. Mater. 1993. Vol.207. P.280-285.
5. Неклюдов И.М., Воеводин В.Н., Ожигов Л.С., Руденко А.Г., Пархоменко А.А., Красильников В.В., Савотченко С.Е. // Известия ТулГУ. Серия «Физика». 2004. Вып. 4. С. 87-92.
6. Неклюдов И.М., Воеводин В.Н., Ожигов Л.С., Руденко А.Г., Пархоменко А.А., Красильников В.В., Савотченко С.Е. // Известия ТулГУ. Серия «Физика». 2004. Вып. 4. С. 93-100.

ПРОГНОЗ ДОЛГОВЕЧНОСТИ УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТЫХ ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ ПРИ ЦИКЛИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ И ПОЛЗУЧЕСТИ ПО ДИАГРАММАМ КВАЗИСТАТИЧЕСКОГО НАГРУЖЕНИЯ В ОБЛАСТИ МИКРОПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Кашин О. А.[1], Дударев Е. Ф.[2], Колобов Ю. Р.[3]

[1]Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, г. Томск
[2]Сибирский физико-технический институт Томского госуниверситета, г. Томск
[3]Белгородский госуниверситет, г. Белгород
okashin@ispms.tsc.ru

Для поликристаллических рекристаллизованных металлов и сплавов со средним размером зерен больше 10 мкм ранее была показана возможность прогнозирования их усталостных свойств и сопротивления ползучести при комнатной температуре по диаграммам квазистатического нагружения в области микропластической деформации [1–4]. В соответствии с развитыми в [1] представлениями поликристаллические металлические материалы рассматриваются как структурно-неоднородные среды с набором зерен разной ориентации, формы и размеров. Вследствие данных особенностей зеренной структуры и анизотропии упругих модулей на начальной стадии нагружения в зернах действуют разные по величине напряжения. Эта неоднородность напряженного состояния и наличие зернограничных микроконцентраторов напряжений разной эффективности приводят к постепенному вовлечению зерен в пластическую деформацию. Элементарными носителями пластической деформации в металлах и сплавах являются дислокации. В крупнозернистых рекристаллизованных металлах и сплавах имеющиеся дислокации заблокированы атмосферами и источниками подвижных дислокаций являются большеугловые границы зерен. Независимо от фазового и структурного состояния поликристалла пластическая деформация первоначально протекает в отдельных, не контактирующих друг с другом зернах на поверхности образца. По достижении макроскопического предела упругости $\sigma = \sigma''$ появляются одна или несколько групп рядом расположенных пластически деформированных зерен, то есть начинается кооперативная пластическая деформация зерен. Начало кооперативной пластической деформации зерен означает смену механизма совместной деформации пластически деформированного зерна с соседними зернами с упругой аккомодации на пластический сдвиг, и в этом смысле макроскопический предел упругости σ'' является критической характеристикой.

При циклическом нагружении, когда максимальное напряжение цикла не превышает макроскопический предел упругости, накопление микропластической деформации за каждый цикл нагружения очень мало. Вследствие этого возникающие на границах пластически деформированного зерна концентраторы напряжений также невелики, и накопления усталостных повреждений с ростом числа циклов не происходит. При напряжениях выше σ'' интенсивность накопления микропластической деформации и усталостных повреждений резко увеличивается. Для ряда крупнозернистых металлов и сплавов показано, что величина макроскопического предела упругости соответствует пределу выносливости.

При дислокационной ползучести скорость ползучести на установившейся стадии определяется числом подвижных дислокаций, введенных при нагружении до напряжения ползучести. При этом также наблюдается ускорение ползучести при напряжениях выше макроскопического предела упругости.

С развитием методов интенсивной пластической деформации, таких как равноканальное угловое прессование и всестороннее прессование появилась возможность

получения металлов и сплавов с ультрамелкозернистой структурой с размером зерен менее 1 мкм [5], обладающих высокими прочностными характеристиками. Для практического использования таких материалов прогнозирование их свойств при циклическом нагружении и ползучести является актуальной задачей. Однако при интенсивной пластической деформации происходит не только уменьшение размера зерна, но и формирование границ зерен с несовершенной структурой. Это может привести к изменению закономерностей деформационного поведения таких материалов при нагружении по сравнению с крупнозернистыми металлами и сплавами.

В настоящей работе исследованы закономерности накопления микропластической деформации титана ВТ1-0 и сплава ВТ6 при квазистатическом и циклическом нагружении и ползучести при комнатной температуре в крупнозернистом и ультрамелкозернистом состояниях. При переходе от крупнозернистой к ультрамелкозернистой структуре закономерности накопления микропластической деформации не изменяются (рис. 1). При обеих структурах микропластическая деформация при квазистатическом нагружении увеличивается с ростом напряжения в две стадии: на первой стадии связь между напряжением и степенью микропластической деформации линейная, на второй – параболическая. Однако в результате диспергирования зеренной структуры значительно увеличивается макроскопический предел упругости и напряжение течения на второй стадии.

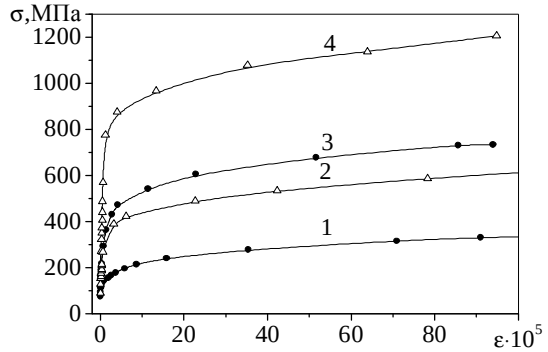


Рис. 1. Диаграммы нагружения в области микропластической деформации титана ВТ1-0 (1, 2) и сплава ВТ6 (3, 4) в крупнозернистом (1, 3) и ультрамелкозернистом (2. 4) состояниях

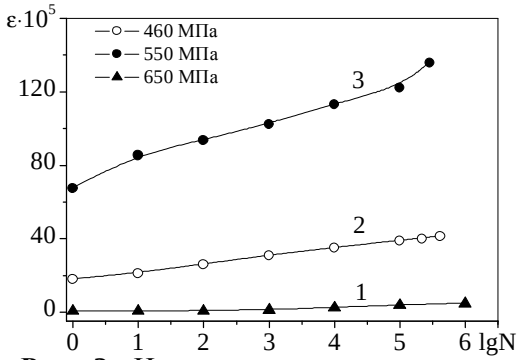


Рис. 2. Накопление микропластической деформации сплавов ВТ6 (1) и ВТ1-0 (2, 3) в ультрамелкозернистом состоянии при различных максимальных напряжениях цикла

При циклическом нагружении знакопостоянным изгибом для исследованных материалов в крупнозернистом и ультрамелкозернистом состояниях накопление микропластической деформации с ростом числа циклов происходит по логарифмическому закону (рис. 2). При этом сопротивление микропластической деформации при циклическом нагружении гораздо выше для ультрамелкозернистого титана. При максимальном напряжении цикла, не превышающем макроскопический предел упругости, накопление микропластической деформации для ультамелкозернистых титана и сплава ВТ6 идет достаточно медленно. При более высоких напряжениях интенсивность накопления микропластической деформации существенно возрастает. Ограниченный предел выносливости определяли на базе испытаний 10^6 циклов. Разрушение исследованных материалов до указанной базы испытаний происходило только при максимальных напряжениях цикла равных или превышающих макроскопический предел упругости (табл.1). В этом смысле макроскопический предел упругости является критической характеристикой, позволяющей определить нижнюю границу допустимых рабочих напряжений при циклическом нагружении.

Таблица 1. **Усталостные свойства титана ВТ1-0 и сплава ВТ6**

Материал	Состояние	Макроскопический предел упругости σ'', МПа	Ограниченный предел выносливости σ_0, МПа
ВТ1-0	Крупнозернистый	180	350
	Ультрамелкозернистый	400	520
ВТ6	Крупнозернистый	420	450
	Ультрамелкозернистый	790	790

При дислокационной ползучести при напряжениях, соответствующих первой стадии микропластической деформации при квазистатическом нагружении, величина накапливаемой микропластической деформации небольшая и возрастает по линейному закону с ростом приложенного напряжения. На второй стадии микродеформации наблюдается резкое увеличение степени пластической деформации, накапливаемой при ползучести, с ростом приложенного напряжения (рис. 3). Резкое увеличение интенсивности накопления пластической деформации при напряжениях выше макроскопического предела упругости является следствием увеличения количества подвижных дислокаций из-за увеличения числа пластически деформированных зерен.

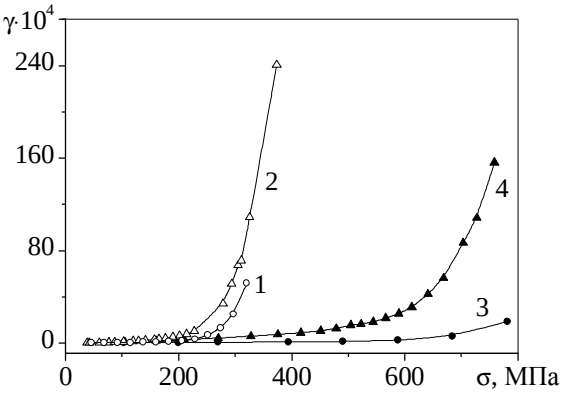


Рис. 3. Зависимость деформации ползучести от напряжения (1, 3) и кривые микродеформации в координатах $\gamma(\tau)$ (2, 4) для титана (1, 2) и сплава ВТ6 (3, 4) в ультрамелкозернистом состоянии

Таким образом, по величине макроскопического предела упругости, определяемого по результатам квазистатического нагружения, при циклическом нагружении и дислокационной ползучести можно прогнозировать уровень безопасных рабочих напряжений.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке госконтракта № 02.523.11.3007 по федеральной целевой программе и комплексного проекта СО РАН 3.6.2.2.

Список литературы

1. Дударев Е.Ф. Микропластическая деформация и предел текучести поликристаллов. - Томск: Изд-во Томского ун-та, 1988. - 256 с.
2. А.с. СССР №813181. Способ определения предела выносливости трубчатых манометрических пружин / Н.В. Никитина, Г.П. Почивалова, Р.Я. Белюговский и др. Опубл. 15.03.81. БИ №10.
3. Дударев Е.Ф., Почивалова Г.П. Ползучесть поликристаллов в области микропластической деформации // Изв. вузов. Физика. - 1993. - №6. - С. 25-29.
4. Почивалова Г.П., Дударев Е.Ф., Никитина Н.В. Релаксация напряжений в области микропластической деформации поликристаллов // Изв. вузов. Физика. - 1987. - № 7. - С. 37-41.
5. Валиев Р.З., Александров И.В. Объемные наноструктурные металлические материалы: получение, структура и свойства. – М.: ИКЦ «Академкнига», 2007.– 398 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОАКТИВИРУЕМОЙ СТРУКТУРНОЙ ТРАНСФОРМАЦИИ БИНАРНОГО СПЛАВА CuAu

Попова Л. А., Дудник Е. А., Старостенков М. Д.*

Рубцовский индустриальный институт АлтГТУ, Рубцовск
**АлтГТУ им. И. И. Ползунова, Барнаул*
dudnik@rubtsovsk.ru

Исследование структурных превращений в упорядочивающихся сплавах, необходимо для получения зависимости эксплуатационных и технологических свойств структуры и состава сплава при термоактивации. Физико-механические свойства сплавов зависят не только от строения, состава фаз, но и от формы, размера и взаимного расположение доменов различных фаз в сплаве. Известно, что упорядоченная структура является прочной и хрупкой [1]. Структура определяется кинетикой и атомными механизмами ее образования и зависит от фазового равновесия [2].

Целью работы является изучение процесса разупорядочения с точки зрения изменения доменного состава анизотропного модельного сплава с элементарной ячейкой сверхструктуры $L1_0$ под воздействием температуры.

Проведен анализ изменения доменной структуры и образования разных структурных фаз: чистого металла, A_3B и AB_3, при термоактивации сплава состава AB.

Объект исследования представляет собой упорядочивающийся бинарный сплав сверхструктуры $L1_0$ состава AB, который имеет анизотропную структуру. В качестве модельного материала выбран сплав CuAu, имеющий тетрагональную кристаллическую решетку, отношение параметров которой c/a = 0,92 [3].

Компьютерный эксперимент проводился с использованием статистического метода Монте-Карло. При проведении эксперимента атомы Cu и Au находились в узлах жесткой тетрагональной гранецентрированной кристаллической решетки при полном соответствии сверхструктуре $L1_0$. Размер расчетного блока составлял 36×36×36 ячеек или порядка 2×10^5 атомов. На его границы накладывались периодические условия. Взаимодействия между атомами задавались наборами парных потенциальных функций Морзе. Учитывалось взаимодействие между атомами на расстоянии, равном трем координационным сферам. При вычислениях энергетических характеристик использовался коэффициент линейного расширения. Динамическая или кинетическая составляющая присутствовали только в перескоках атомов в вакантные узлы.

Компьютерный эксперимент выполнялся при температурах от 200К до 800К с шагом 200К. Температура в сплаве была постоянной и одинаковой во всем расчетном блоке.

Для активизации процесса диффузии в кристалл вводились случайным образом 1-2-4-6 вакансий, т.е. их концентрация изменялась и составляла $C_v \approx 5{,}36\cdot10^{-6}$–$3{,}22\cdot10^{-5}$. Данные величины для реального кристалла соответствует низкотемпературной концентрации вакансий.

Атом принадлежит упорядоченной области, если все соседние атомы расположены в полном соответствии сверхструктуре $L1_0$. Группа упорядоченных атомов образует домен. Все домены разделены в зависимости от размера на мелкие (содержат не более 1000 атомов), средние (содержат не более 100000 атомов) и крупные (содержат более 100000 атомов). Упорядоченные домены, расположенные в различной ориентации, являются антифазными доменами.

При температуре ниже критической (600К) в модельном сплаве сохраняется монодоменная структура. При температуре 200К влияние наибольшей концентрации

вакансий ($3{,}21 \cdot 10^{-5}$) на структуру сплава не наблюдалось. При повышении температуры до 400К при концентрации вакансий $0{,}54 \cdot 10^{-5}$ размер монодомена составляет 99,8%, при концентрации $3{,}21 \cdot 10^{-5}$ – 98,3%. Отметим уменьшение числа атомов в монодомене на 1,5% от общего числа атомов кристалла. При термоактивации кристалла до 600К число атомов в домене составляет 82,5% при концентрации вакансий $0{,}54 \cdot 10^{-5}$ и 80% – при концентрации $3{,}21 \cdot 10^{-5}$. С увеличением концентрации вакансий при 600К уменьшение процента атомов, принадлежащих домену, составило 2,5%.

С повышением температуры до 800К наблюдается размытие монодомена. Зависимость образования доменов среднего и мелкого размера от концентрации вакансий при температуре 800К представлена на рис.1.

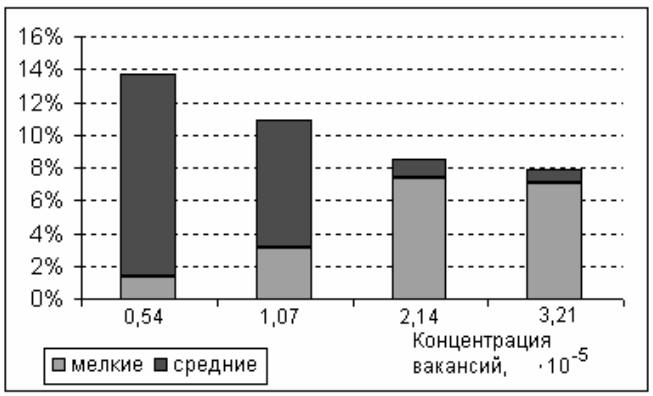
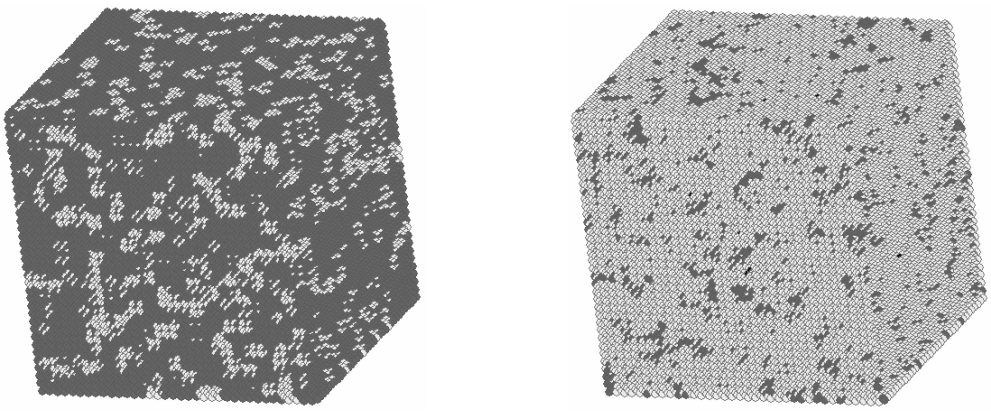


Рис.1. Зависимость размера доменов (в % от общего числа атомов) сверхструктуры $L1_0$ от концентрации вакансий в модельном сплаве CuAu при температуре 800К

Как видно из рис.1, при повышении концентрации вакансий увеличивается число доменов мелкого и уменьшается число доменов среднего размеров. При концентрации $0{,}54 \cdot 10^{-5}$-$1{,}07 \cdot 10^{-5}$ среднеразмерные домены превосходят мелкоразмерные домены. С ростом концентрации вакансий $2{,}14 \cdot 10^{-5}$ и выше преобладают мелкоразмерные домены. В сплаве при температуре 800К отсутствуют домены крупного размера. С увеличением концентрации вакансий наблюдается увеличение зародышей антифазных микродоменов, в процессе разупорядочения параллельно идет процесс упорядочения. Таким образом, при повышении концентрации вакансий число атомов, расположенных в своих подрешетках, уменьшается, а число антифазных микродоменов увеличивается, идет процесс формирования новой фазы.

На рис.2 приведены картины изменения доменной структуры модельного сплава при температурах 600К и 800К.



а) *б*)

Рис. 2. Доменная структура модельного сплава CuAu, соответствующая сверхструктуре L10, при температуре: *а*) 600К; *б*) 800К. Темным цветом изображены упорядоченные области, светлым – неупорядоченные

Как видно из рис.2, с повышением температуры доменная структура размывается, и упорядоченная фаза переходит в разупорядоченную.

Исследовалось образование других структур. Отметим, что чистый металл отдельно не концентрируется. Были замечены образования упорядоченных структур Cu_3Au и $CuAu_3$ малого размера, соответствующих сверхструктуре $L1_2$ (рис.3).

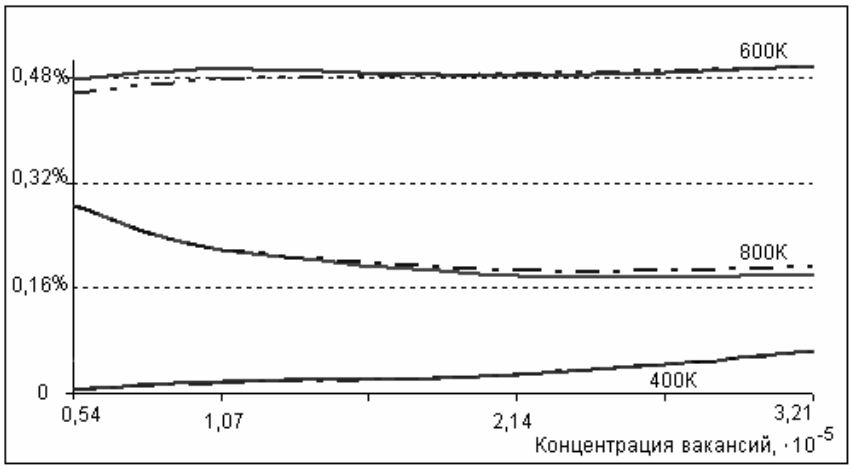


Рис.3. Зависимость числа атомов, принадлежащих структурным элементам A_3B и AB_3 от концентрации вакансии при различной температуре. Сплошная линия соответствует структуре Cu_3Au, пунктиром обозначена структура $CuAu_3$

При температуре 400К образование кластеров, соответствующих сверхструктуре $L1_2$, незначительно. Наибольшее количество таких кластеров наблюдается при 600К. При 800К образование таких структур резко понижается.

В заключение можно сделать следующие выводы:

При относительно низкой температуре увеличение концентрации вакансий не приводит к изменению доменной структуры сплава CuAu. При повышении температуры с увеличением концентрации вакансий доменная область размывается быстрее 1,5%–2,5%. При температуре, ниже температуры фазового перехода, доменная структура сохраняется до 80% при температуре 600К.

При температуре, выше температуры фазового перехода 800К, крупные домены размываются. При повышении концентрации вакансий увеличивается число доменов мелкого и уменьшается число доменов среднего размеров.

В процессе разупорядочения параллельно идет процесс упорядочения, при повышении концентрации вакансий идет процесс формирования новой фазы: образование зародышей антифазных микродоменов и структурных элементов, упорядоченных в соответствии со сверхструктурой $L1_2$, при температурах, близких к температуре фазового перехода.

Список литературы

1. Кристиан Дж. Теория превращения в металлах и сплавах.-М.:Мир.-1978, 805с.
2. Лякишев Н.П., Алымов М.И. Наноматериалы конструкционного назначения //Российские нанотехнологии, №1-2 2006, с71-80
3. Старостенков М.Д., Дудник Е.А., Попова Л.А. Особенности процесса разупорядочения в сплаве CuAu I // «Фундаментальные проблемы современного материаловедения».– Барнаул: Изд-во АлтГТУ, 2007

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В БИНАРНОМ СПЛАВЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ДЕФОРМАЦИИ РАСТЯЖЕНИИ

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

АлтГТУ им. И. И. Ползунова, Барнаул
**Рубцовский индустриальный институт АлтГТУ, Рубцовск*
dudnik@rubtsovsk.ru

Процесс динамического растяжения сложен и многоступенчат. Каждая из стадий характеризуется определенным поведением графика запасенной энергии и появлением определенных дефектов на каждой из стадий. Данная работа посвящена рассмотрению картины атомной перестройки, происходящей в кристалле при одноосном динамическом растяжении со скоростью 20 м/с и при температуре 300 К.

В качестве объекта исследования взят сплав Ni_3Al. Структура сплава представлена в виде кубической гранецентрированной ячейки, что соответствует сверхструктуре $L1_2$.

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.

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 <001>. К расчетному блоку кристалла прикладываются свободные граничные условия в направлениях <100>,<010> и жесткие в направлении <001>.

Динамическая одноосная деформация растяжения задавалась посредством поступательного смещения всех атомов, составляющих жесткие границы, вдоль оси <001> на 0.02 нм через 10^{-13} с, что соответствует скорости деформации 20 м/с. Структурная перестройка атомов внутри расчетного блока кристалла реализуется с использованием метода молекулярной динамики. Взаимодействие между различными парами атомов в сплаве Ni_3Al задается в виде парных потенциалов Морзе с параметрами, найденными в [1].

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 грани в основании прямоугольного параллелепипеда и 36 по его высоте.

В работе использовались следующие визуализаторы: визуализатор трехмерного атомного блока, с возможность поворота и выделения атомной плоскости в заданном направлении; визуализатор смещений атомов с возможностью их масштабирования и выделения относительных смещений между двумя различными моментами времени; визуализатор сжатия/растяжения; визуализатор выделения отдельных компонент сплава; визуализатор распределения локальной энергии, приходящейся на отдельный атом. Последняя определяется по изменению энергий связей атома с его соседями в трех первых координационных сферах.

При исследовании отслеживались следующие параметры: запасенная энергия деформации; коэффициенты диффузии по компонентам, по направлениям, общий коэффициент диффузии; кинетическая и потенциальная энергия кристалла.

На рис. 1. показано изменение запасенной энергии деформации кристалла в зависимости от времени растяжения.

Рис. 1. Изменение запасенной энергии в зависимости от времени растяжения

Как упоминалось ранее, время растяжения определяет уровень деформирующего напряжения, прикладываемого к кристаллу со скоростью 20 м/с. На графике можно выделить три основные области: область квазиупругой деформации, пластической деформации, область начла разрыва (образование шейки). Далее следует участок разделения, где имеется уже два отдельных блока, и участок охлаждения, где движение блоков прекращается и происходит только импульсное охлаждение.

Начальный этап – область квазиупругой деформации, когда происходят только относительные смещения атомов и отсутствуют какие-либо дефекты. Поэтому в данной области запасенная энергия меняется по параболическому закону в соответствии с правилом $E_{упр} = kx^2/2$ (где k – коэффициент жесткости, который пропорционален объемному модулю сдвига сплава Ni_3Al, x – изменение межатомных расстояний вдоль оси <001>). Даная стадия завершается через 50 Пс, что соответствует величине относительной деформации равной 16,12 %. Уровень запасенной энергии оказался достаточным для того, чтобы в расчетном блоке кристалла произошли структурные изменения. В расчетном блоке кристалла произошел сдвиг частей вдоль плоскости {111}. Сдвиг характеризуется коллективным перемещением групп дислокаций, преимущественно сверхчастичных, так как в результате сдвига возникли колонии антифазных границ (АФГ) вдоль направления сдвига. В результате произошла релаксация запасенной упругой энергии, что привело к резкому ее понижению. Судя по результату, мы имеем дело с примером самоорганизации структуры, происходящей при накоплении деформирующего напряжения. Самоорганизация вызывает образование дефектов: межзеренные границы, дислокации и АФГ. Итак, стадия 1 завершается в точке бифуркации энергии, в результате чего кристалл перестраивается в иную структуру. На этом этапе завершается стадия 1. В кристалле возникают дефекты, которые обеспечивают наличие и развитие следующей стадии 2 – пластической деформации.

Завершению стадии 1 предшествует возникновение и накопление точечных дефектов – вакансий, атомов замещения и межузельных атомов (пар Френкеля), которые, по-видимому, являются результатом аннигиляции межузельного атома сорта K с вакансией в узле, законном для атома типа L.

Завершение 1 стадии может быть реализовано и при несколько меньших уровнях деформации. В частности, был выполнен эксперимент, когда деформированный до определенного предела, расчетный блок кристалла выдерживался в условиях сохранения приложенных напряжений и динамической релаксации в течение 10 Пс.

Стадия пластической деформации 2 меняется почти по экспоненциальной кривой с насыщением. Для этой стадии характерно наличие нескольких точек бифуркаций запасаемой энергии упругой деформации, которые можно охарактеризовать скачкообразным появлением новых типов и коллективов структурных и сверхструктурных дефектов. Подобная ситуация ранее была обнаружена при деформации кристалла твердого аргона, моделируемой методом вариационной квазистатики [3-4].

В конце второй стадии видно место образования «шейки». На третьей стадии (начало разрыва) перестройка идет, преимущественно, вблизи «шейки», что отражается на изменении графика запасенной энергии (рис. 1) на этом участке. Значение энергии изменяется в горизонтальном «коридоре» от -44440 до -44600 эВ или от -4,286 эВ/атом до -4,302 эВ/атом.

После разделения расчетного блока на два происходит снижение значения запасенной энергии, а ее значения колеблются в новом горизонтальном «коридоре» от -44600 до -44730 или от -4,302 эВ/атом до -4,314 эВ/атом. После разделения никаких смешений групп атомов друг относительно друга не происходит, существует только колебание атомов со скоростью, соответствующей заданной температуре и единичные атомные переходы.

При запуске импульсного охлаждения атомы переходят в ближайшие энергетически выгодные положения. Началу охлаждения соответствует небольшой всплеск энергии (рис. 1) и, практически мгновенное, падение. После чего, график энергии имеет вид горизонтальной прямой на отметке -44777,601 эВ или -4,319 эВ/атом.

На стадии разделения расчетного блока на две части хорошо видны двойники и межзеренные границы, которые начинают образовываться на второй стадии во время скольжения. Образование дойников и межзеренных границ связано со сдвигами и переориентацией групп атомов при динамическом нагружении на второй и третьей стадиях.

В результате исследования выявлено три основных стадии деформации при растяжении 20 м/с и температуре 300 К – квазиупругая деформация, скольжение и разделение кристалла. Рассмотрен процесс образования дефектов при динамической деформации в кристалле Ni_3Al на всех трех стадиях.

На первой стадии происходит образование вакансий, пар Френкеля и межузельных атомов. На второй стадии происходят коллективные атомные смещения, образованием дислокаций, АФГ и границ зерен. Из последних на третьей стадии образуются двойники.

Список литературы

1. Горлов Н. В. Моделирование на ЭВМ плоских дефектов в упорядоченных сплавах типа A_3B и $A_3B(C)$, диссертация к.ф.-м.н., Томск 1987.
2. Полетаев Г. М. Атомные механизмы диффузии в металлических системах с ГЦК решеткой, диссертация д.ф-м.н., Барнаул 2006
3. Ovcharov A. A., Starostenkov M. D., Masalov V. I., Starostenkov D. M. Simulation of atomic structure evolution solid argon under impulsive loading/ Transactions of the Materials Research Society of Japan. – V.20.-1996.-p.835-838.
4. Starostenkov M. D., Ovcharov A. A. Crystal Argon Stability under Stretching Stress/ Computational Materials Science, 14 (1999), pp. 215-219.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ НА ПОВЕРХНОСТИ ПАЯНЫХ СОЕДИНЕНИЙ СТАЛЬ–КЕРАМИКА

Данилов А. Н., Разов А. И., Zhang J.*, Geng L.*, Ye M.*

С-Петербургский государственный университет, Россия
** Харбинский технологический институт, Китай*
razov@math.spbu.ru

Высокотемпературная пайка материалов с различающимися свойствами является одним из эффективных способов создания изделий с уникальными техническими характеристиками и диапазоном физических свойств, недостижимыми в одном материале. Прочность и долговечность таких соединений в большой степени зависят от уровня возникающих напряжений, обусловленных как различиями коэффициентов термического расширения соединяемых материалов (макронапряжения), так и взаимодействием их кристаллических решеток с химическими элементами припоя, диффундирующими при высоких температурах пайки и изменяющими фазовый состав пограничного слоя материала, (микронапряжения). В связи с этим, контроль напряженного состояния материалов представляется важной составляющей частью процесса разработки технологии производства таких соединений.

В представленной работе методом рентгеновской дифракции определяли макро- и микронапряжения на поверхности соединений стали марки 42CrMo с керамикой Si_3N_4, высокотемпературная пайка которых осуществлялась припоем из сплава AgCuTi с использованием металлического Pd при температурах 1273К.

Макронапряжения характеризовали суммой главных напряжений $s_1 + s_2$, которую рассчитывали из деформаций ε_3 в направлении, перпендикулярном поверхности образца, в предположении его упругого плосконапряженного состояния по формуле

$$\sigma_1 + \sigma_2 = -(E/\nu)\cdot\varepsilon_3,$$

где E – модуль упругости, ν – коэффициент Пуассона, значения которых для данных материалов E = 210 ГПа (для стали), E = 380 ГПа (для керамики), ν = 0.27 для обоих материалов использовали при расчетах.

Деформацию кристаллических решеток ε_3 в направлении, перпендикулярном поверхности образца, определяли через изменение расстояний между кристаллографическими плоскостями, параллельными поверхности образца

$$\varepsilon_3 = (d_\perp - d_o) / d_o,$$

где $d_\perp$ и d_o соответствовали межплоскостным расстояниям кристаллографических плоскостей, параллельных поверхности в напряженном и ненапряженном материале. Расстояния между этими плоскостями находили экстраполяцией к 90° совокупности экспериментальных значений d, найденных из измерений линий, регистрируемых на рентгенограммах в интервале углов $\theta > 30^o$. В качестве аппроксимирующей функции использовали функцию Нельсона–Райли

$$\xi = 1/2\ (\cos^2\theta / \sin\theta + \cos^2\theta / \theta).$$

Необходимая точность определения межплоскостных расстояний обеспечивалась нанесением на поверхность образца отожженного порошка вольфрама с предварительно определенным с высокой точностью параметром кристаллической решетки (a = 0.3164944 ± 0.0000018 нм). Параметры κ, $d_\perp$ и d_0 линейных зависимостей меж-

плоскостных расстояний от значений функции Нельсона–Райли $d = \kappa\xi + d_\perp$ и $d = \kappa\xi + d_0$ для напряженных и свободных от напряжений образцов определялись методом наименьших квадратов.

При указанном подходе к измерению деформации, вызванной суммарным напряжением на поверхности, важную роль играет правильный выбор образцов, свободных от напряжений, для определения d_0. Изменения параметров кристаллической решетки материалов, как результат распада твердого раствора вследствие воздействия высоких температур и/или диффузии химических элементов при пайке, также приводят к изменению межплоскостных расстояний, однако, не связанному с макронапряжениями. Поэтому при определении изменений расстояний между кристаллографическими плоскостями $(d_\perp - d_0)$, вызванных действием только макронапряжений, межплоскостное расстояние d_0 определяли в исходных образцах материалов, но отожженных при тех же температурных и временных режимах, которые использовали при их пайке. Эти же образцы использовали в качестве эталонов для определения интегральной ширины дифракционных максимумов, обусловленной лишь инструментальными факторами, при определении микронапряжений.

Среднюю величину микронапряжений $\langle\sigma\rangle$ рассчитывали по среднеквадратичной деформации $\langle\varepsilon^2\rangle^{1/2}$, связанной с экспериментально определяемыми максимальными деформациями решетки соотношением $\langle\varepsilon^2\rangle^{1/2} = \varepsilon/1.25$, по формуле

$$\langle\,\sigma\,\rangle = \langle\varepsilon^2\rangle^{1/2}\,E.$$

Значения максимальных деформаций решетки $e = Dd/d$ определяли из линейной зависимости

$$\beta^2/\tan^2\theta = K\lambda/D(\beta/\tan\theta\cdot\sin\theta) + 16\,\langle\Delta d/d\rangle^2,$$

где β – физическое уширение выбранных дифракционных линий, θ – угол дифракции, λ – длина волны рентгеновского излучения, D – средний размер кристаллических фрагментов, K – фактор формы кристаллических фрагментов (обычно принимается равным единице) по значениям ее свободного члена $16\langle\Delta d/d\rangle^2$.

Результаты и обсуждение

Изучение напряженного состояния соединения сталь-керамика показало, что возникающие макронапряжения в керамике и стали различаются как по абсолютной величине, так и по знаку. Средняя абсолютная величина растягивающих напряжений на поверхности керамики в примыкающей к спаю зоне шириной около 1мм, составила (158.6± 8.5) МПа. Средняя абсолютная величина сжимающих напряжений на поверхности стали в такой же по ширине зоне, примыкающей к границе спая, составила (33.5± 5.2)МПа. Полученные экспериментальные значения напряжений демонстрируют хорошее совпадение с величинами напряжений на границе с припоем, рассчитанными при моделировании паяных соединений из тех же материалов в Харбинском Институте Технологии. Согласно этим расчетам, максимальные абсолютные значения растягивающих напряжений в керамике не должны превышать 192 МПа, а сжимающих напряжений в стали – 40МПа. Учитывая, что по мере удаления от границы спая эти напряжения падают, можно говорить о хорошем совпадении полученных экспериментальных значений макронапряжений с теоретическими величинами не только качественно, но и количественно.

Определение абсолютных величин микронапряжений вдоль образцов в направлении перпендикулярном границе спая показало разный характер их изменения в керамике и стали. Если уменьшение микронапряжений в стали характеризовалось ве-

личиной 40 МПа/мм, то в керамике оно оценивалось величиной примерно в два раза меньшей. Несмотря на это, абсолютные максимальные значения микронапряжений в обоих материалах вблизи границы спая в пределах погрешности их определения были одинаковы и составляли около 250 МПа. Столь высокие микронапряжения свидетельствуют о значительной роли структурно-фазовых изменений, протекающих в зоне контакта материалов с припоем при высокотемпературной пайке, в формировании общего напряженного состояния таких соединений.

В связи с этим необходимо отметить, что механические испытания, проведенные в процессе отработки технологии пайки в Харбинском Институте Технологии, показали, что разрушение паяных соединений сталь-керамика происходит, как правило, по керамике, а напряжения, при которых происходит разрушение, не превышают 200 МПа. Эти значения напряжений примерно в три раза ниже напряжений, при которых происходит разрушение образцов Si_3N_4 керамики в исходном состоянии, прочность которой на изгиб превосходит 580 МПа, и могут быть следствием как некоторого снижения прочности исходного материала в процессе пайки, так и повышения общего уровня напряжений. Выяснение роли каждого из этих факторов в формировании прочности соединений требует дополнительных исследований. Однако, величина максимального напряжения при возможном совпадении направлений действия макро и микронапряжений в каком-либо из зерен керамики в исследованном соединении, которая на основании полученных в данной работе экспериментальных величин составляет 410–420 МПа, позволяет, в предположении о сохранении исходной прочности 580 МПа, оценить прочность исследованного соединения сталь-керамика величиной 160–170 МПа. Хорошее совпадение этой величины со значениями прочности паяных соединений сталь-керамика, полученных при их механических испытаниях, позволяет высказать предположение о существенном вкладе в их прочность общего уровня возникающих при пайке напряжений по сравнению с возможным снижением прочности исходного материала. Кроме того, этот результат указывает на возможность использования разработанного в настоящей работе подхода к контролю уровня напряжений в паяных соединениях для оценки их прогнозируемой прочности.

Выводы

Проведенное изучение макро и микронапряжений на поверхности паяных материалов методом рентгеновской дифракции с помощью методик, усовершенствованных для исследования таких соединений, показало принципиальную возможность контроля их напряженного состояния. Развитие этого направления, включающее разработку технологии приготовления эталонов из соединяемых материалов, разработку методики по автоматическому определению погрешностей, обусловленных наложением дифракционных отражений, а также применение данного подхода к исследованию разнообразных соединений с их последующим механическим испытанием, может стать основой для создания неразрушающего метода оценки прочности паяных и сварных соединений.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 05-01-39006, ГФЕН, грант 50472012

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ ТРУБ ТОНКОСТЕННЫМИ И ТОЛСТОСТЕННЫМИ МУФТАМИ ИЗ НИКЕЛИДА ТИТАНА

Волков А. Е., Кухарева А. С.

Санкт-Петербургский государственный университет
kukhareva_as@mail.ru

Материалы с памятью формы, благодаря своим физико-механическим свойствам, нашли широкое применение в различных областях техники [1]. Одно из наиболее простых и эффективных применений сплавов с памятью формы (СПФ) – термомеханическое соединение труб. Оно отличается простотой и быстротой сборки, высокой прочностью, возможностью достижения хорошей герметичности соединения. Необходимым условием расширения областей применения соединительных муфт из СПФ является разработка эффективных методов расчета напряженно-деформированного состояния в муфте в процессе подготовки, сборки и разборки соединения. Подобные расчеты предполагают собой решение связной термомеханической задачи. Проблема решения краевых задач для тел из СПФ исследуется в ряде работ, в которых свойства СПФ описываются с позиций макроскопической [2] или микроструктурной модели [3], а задачи механики и теплопроводности решаются в постановке с различным характером связности [4,5,6].

В данной работе решена связная осесимметричная термомеханическая задача для соединительной муфты в виде полого цилиндра из никелида титана. При расчете поля температур учитывается выделение скрытой теплоты превращения. Используется условие Ньютона теплообмена со средой. Напряжения в теле обусловлены внешней силой, температурными и фазовыми неупругими деформациями. Учитывается влияние напряжений на протекание превращения. Используется предположение об изотропном отклике материала на внешнее воздействие. Определяющие уравнения среды задаются микроструктурной моделью [7, 8]. Рассматривали две соединительных муфты, тонкостенную и толстостенную с внутренним диаметром 20 мм и толщиной стенок 2 и 10 мм. Внутренний диаметр трубы 19 мм, внешний – 20,6 мм. На первом этапе моделировали охлаждение через интервал прямого мартенситного превращения со скоростью изменения температуры окружающей среды 100 К/с. Затем в мартенситном состоянии задавали увеличение внутреннего диаметра цилиндра на 1,2 мм и разгрузку. После чего осуществляли нагрев с посадкой на трубу. На последнем этапе проводили охлаждение соединения и следили за снижением контактного давления.

Из проведенных расчетов видно, что наблюдается неоднородное распределение температур по толщине цилиндра (рис. 1). Максимальная разница температур внутри и на поверхности для толстостенной муфты составляет 60 К, для тонкостенной – 13 К.

На рис. 2 приведены графики изменения контактного давления Pa с течением времени при нагреве до 380К в контакте с трубой и последующем охлаждении соединения до 300 К для тонкостенной и толстостенной муфт.

На рис. 3 показаны радиальные распределения напряжений σ_r, а на рис. 4 – радиальные распределения напряжений σ_θ при нагреве для толстостенной и тонкостенной муфт, для некоторых последовательных моментов времени. Кривые 1 пока-

зывают распределение напряжений после раздачи муфты и разгрузки, кривые 2 – при свободном нагреве, кривые 3 – 8 – при нагреве в контакте с трубой.

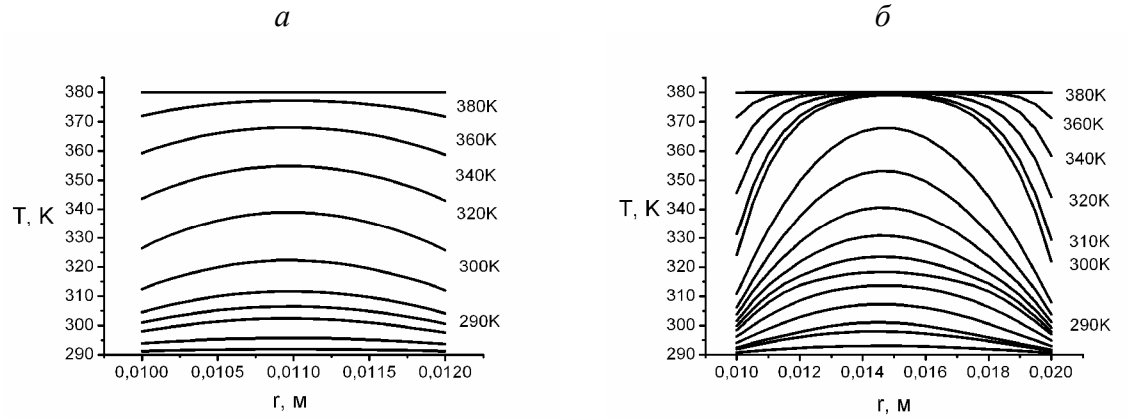


Рис. 1. Радиальные распределения температур в тонкостенной (*а*) и толстостенной (*б*) муфтах при охлаждении для некоторых последовательных моментов времени, соответствующих указанной справа температуре окружающей среды.

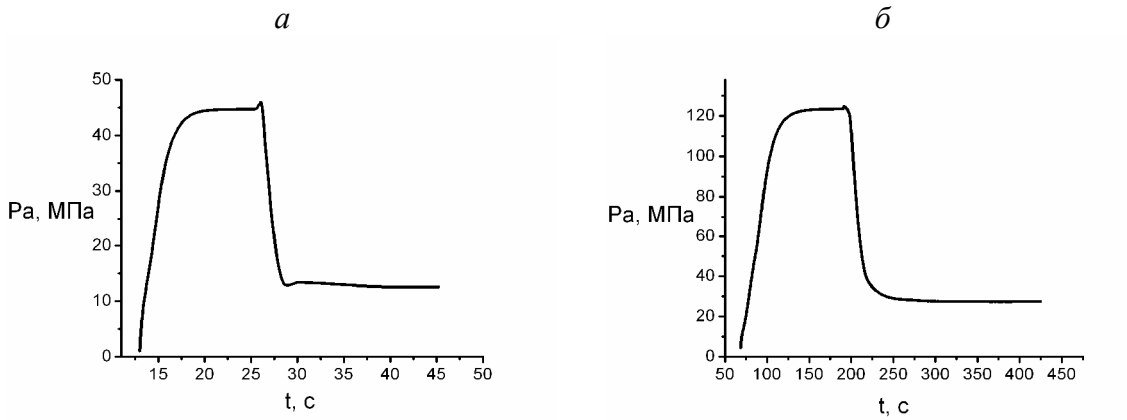


Рис. 2. Изменение контактного давления *Pa* с течением времени при нагреве и последующем охлаждении для тонкостенной (*а*) и толстостенной (*б*) муфт.

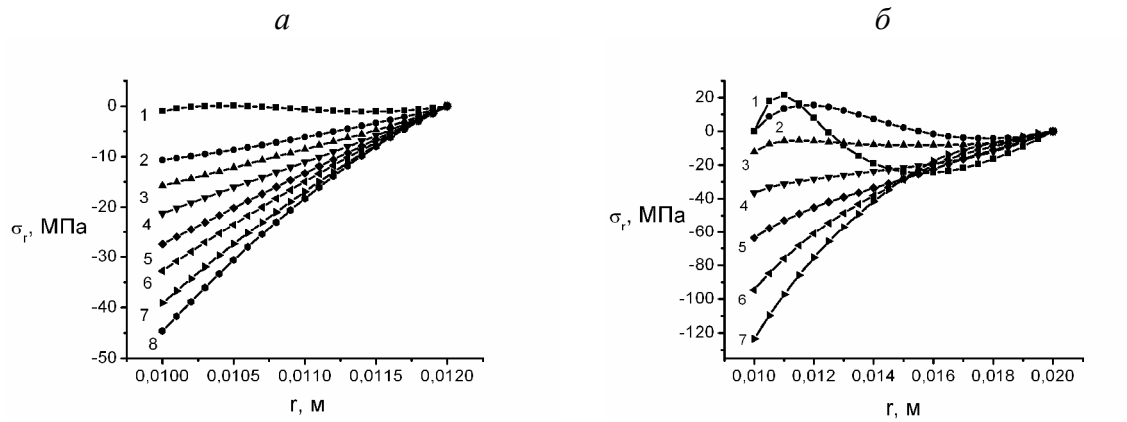


Рис.3. Радиальные распределения напряжений σ_r для тонкостенной (*а*) и толстостенной (*б*) муфт при нагреве для некоторых последовательных моментов времени.

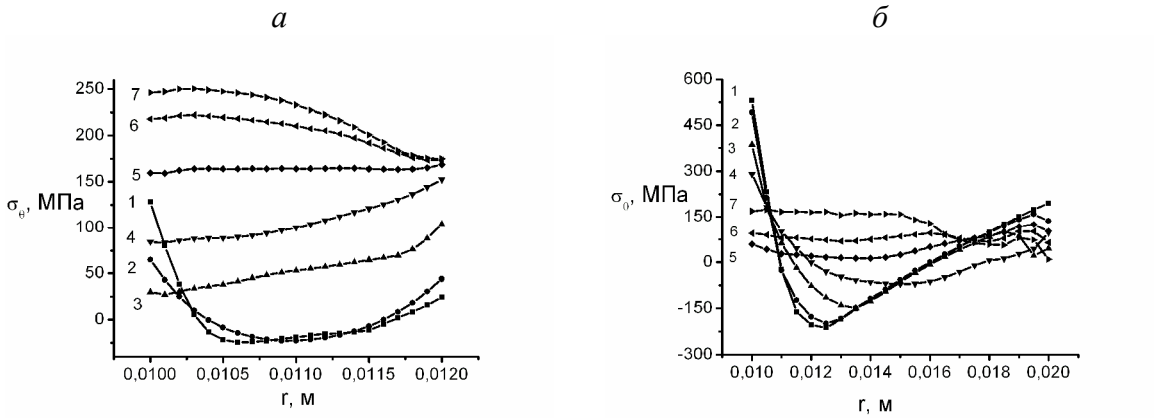


Рис. 4. Радиальные распределения напряжений σ_θ для тонкостенной (*а*) и толстостенной (*б*) муфт при нагреве для некоторых последовательных моментов времени.

При охлаждении термомеханического соединения контактное давление резко снижается и в виду неоднородности полей напряжений устанавливается на небольшом конечном значении.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 01-07-00457 и программы Федерального агентства по науке и инновациям поддержки научных школ НШ – 2405.2008.1.

Список литературы

1. Тихонов А. С., Герасимов А. П., Прохорова И. И. Применение эффекта памяти формы в современном машиностроении. М.: Машиностроение, 1981. 81 с.
2. Кузнецов А.В. Численное решение связной осесимметричной задачи о прямом превращении для сплавов с памятью формы // Механика композиционных материалов и конструкций, 1996 , Т. 3-4. – С. 71
3. Лихачев В. А., Малинин В. Г., Шляхов С. А. Численное моделирование эволюции напряженного состояния толстостенного цилиндра из материала, испытывающего мартенситные превращения при силовом воздействии // Прогнозирование механического поведения материалов. Т. 1. Новгород, 1991. С. 135-139
4. Какулия Ю.Б., Шарыгин А.М. Численное моделирование напряжений и деформаций в толстостенной трубе из материала с памятью формы. // Журнал функциональных материалов. № 8, 2007, стр. 303 – 313.
5. Волков А.Е., Разов А.И. Сплавы с памятью формы в термомеханических соединениях. // Сборник трудов НИИ математики и механики им. акад. В.И.Смирнова. – СПб; Изд-во НИИХ СПбГУ, СПб. – 2002. С.154-166
6. Likhachev V. A., Razov A. I., Volkov A. E. Finite difference simulation of a thermomechanical coupling // Proceedings of the Second International Conference on Shape Memory and Super Technologies SMST-97, March 2-6, 1997, Asilomar Conference Center, Pacific Grove, California, USA / Ed. By A.R. Pelton, D. Hodgson, S.M. Russel and T. Duerig. – 1997. – pp. 335 – 340
7. Волков А.Е. Микроструктурное моделирование деформации сплавов при повторяющихся мартенситных превращениях // Изв. Академии Наук. Сер. Физическая. 2002. Т.66, № 9. С. 1290 – 1297.
8. Volkov A.E., Casciati F. (2001) “Simulation of dislocation and transformation plasticity in shape memory alloy polycrystals”, in: F.Auricchio, L.Faravelli, G.Magonette and V.Torra (eds.) Shape memory alloys. Advances in modelling and applications. Barcelona, 2001. P. 88 – 104.

ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ НАКОПЛЕНИЯ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ И РАЗРУШЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ С ИЗОТРОПНЫМ И ТРАНСЛЯЦИОННЫМ УПРОЧНЕНИЕМ

Бобелева О. В., Волков А. Е.

Санкт-Петербургский Государственный университет, Россия,
amelie.fete@gmail.com

В работе [1] была описана модель накопления дефектов и разрушения материалов, деформирующихся пластическим сдвигом, предложены уравнения, позволяющие рассчитать эволюцию плотностей деформационных дефектов, и критерий разрушения. С помощью этой модели была рассчитана долговечность образца при его одностороннем и циклическом деформировании с фиксированной амплитудой деформации. В данной работе этот подход применен к материалам, обладающим как изотропным, так и трансляционным упрочнением (эффектом Баушингера), усовершенствован критерий разрушения. В результате стало возможным описывать долговечность образца при циклическом воздействии с заданной амплитудой, как деформации, так и напряжения. Как и в [1], предполагается, что в процессе деформации в теле образуются дефекты двух типов: обратимые деформацией и необратимые деформацией. Их эволюция задается уравнениями:

$$\dot{b} = \dot{\beta} - \frac{1}{\beta_*}(b \cdot \dot{\beta}) H(b \cdot \dot{\beta}),$$

$$\dot{f} = (1 + qf)|b|^{\alpha} |\dot{\beta}| - r(T) f,$$

где b – дефекты, обратимые деформацией, f — дефекты, необратимые деформацией, $\dot{\beta}$ – интенсивность скоростей сдвиговой пластической деформации, β_*, q, α – константы материала, $r(T)$ – коэффициент, определяющий убыль дефектов за счет термоактивированных процессов. Предполагали, что условие пластического течения модельного материала имеет вид:

$$|\sigma - \rho| = \sigma^y,$$

где ρ – микронапряжение, описывающее трансляционное упрочнение, σ^y – напряжение течения. Для простоты считали, что законы трансляционного и изотропного упрочнения линейны:

$$d\rho = \lambda d\beta;\ d\sigma^y = h d\beta,$$

где λ, h — константы материала, имеющие соответственно смысл коэффициентов трансляционного и изотропного упрочнения.

Для моделирования разрушения материала использовали деформационно-силовой критерий:

$$K_1 Sp\underline{\underline{\sigma}} + (1 + K_2 \frac{|b|}{\beta_*}) T_\sigma = \frac{\tau_s}{1 + Af},$$

где T_s – интенсивность тензора напряжений, K_1, K_2, A, τ_s — константы материала. Критерий учитывает, что деформационно-необратимые дефекты f снижают предел прочности материала τ_s, ориентированные дефекты b являются фактором концентрации напряжений, всестороннее давление препятствует разрушению.

При моделировании процесса накопления дефектов при циклическом воздействии для плотностей дефектов b_k и f_k, а также значений микронапряжения ρ_k и напряжения течения σ_k^y в характерных точках диаграммы деформирования (в конце каждого этапа, связанного с пластическим течением, k – номер полуцикла деформации), были получены рекуррентные соотношения. Выполнены расчеты плотностей дефектов и определен момент разрушения при одностороннем деформировании и циклическом воздействии в режимах заданной амплитуды деформации или напряжения в одноосном напряженном состоянии. Найдено число циклов до разрушения. Выполнено сравнение расчетов с классическими экспериментальными данными Мэнсона [2]. Показано, что в области малоцикловой усталости для модельного материала выполняется эмпирический закон Коффина-Мэнсона.

В области многоцикловой усталости, когда петля гистерезиса вырождается, считали, что пластическая деформация не исчезает полностью, а ее амплитуда составляет некоторую долю полной деформации, то есть полагали, что $\beta = p\varepsilon$, где p — константа материала. Выполнен расчет числа циклов до разрушения в области многоцикловой усталости.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 01-07-00457 и программы Федерального агентства по науке и инновациям поддержки научных школ НШ – 2405.2008.1.

Список литературы

1. Бобелева О. В., Волков А. Е., Евард М. Е. Простая модель накопления деформационных дефектов и разрушения // Deformation & Fracture of Materials and Nanomaterials DFMN2007 / Book of articles, ed. by O.A.Bannykh et. al. Moscow: Intercontact Nauka, 2007. P.656.
2. Мэнсон С. Температурные напряжения и малоцикловая усталость. М.: Машиностроение, 1974. 344 с.

ДЕФОРМАЦИОННОЕ РЕЛЬЕФООБРАЗОВАНИЕ НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СТЕКЛА

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

Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина, Тамбов
feodorov@tsu.tmb.ru

Аморфное состояние твердого тела – наименее изученная область современного структурного материаловедения. Его можно определить как состояние, атомная структура которого не имеет корреляций на больших расстояниях, но сохраняет их на нескольких координационных сферах [1]. В зависимости от условий термообработки и внутренних параметров системы характер изменения структуры аморфных сплавов может сильно различаться, а термообработка будет приводить к образованию существенно различных структурных состояний. Главная трудность заключается в способе описания структуры аморфного состояния [2]. Это связано с отсутствием трансляционных элементов симметрии и понятия об элементарной ячейке.

Цель работы: исследование механических характеристик МС при одноосном

растяжении после термообработки.

Исследования проводили на МС на основе Co (Co–Fe–Mn–Si–B–Ni, Co–80%), полученных методом спиннингования. Толщина лент 20мкм.

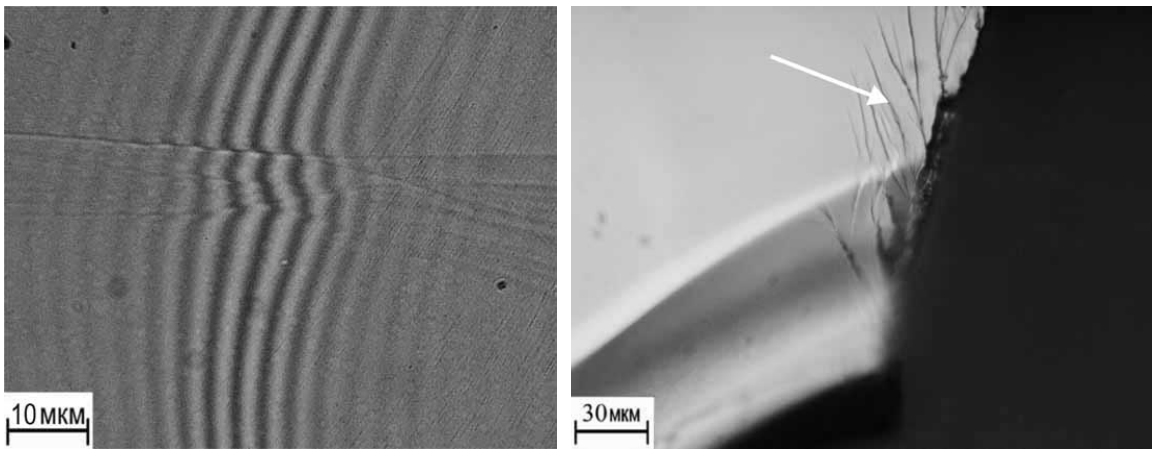
Воздействие лазерного облучения на поверхность МС осуществляли с помощью оптического квантового генератора «КВАНТ-15» с длиной волны излучения λ = 1064 нм. Энергию импульса излучения составляла не менее E = 8 Дж. Длительность импульса ~ 4 мс. Оптическая система генератора позволяла изменять зону воздействия от 50 до 1000 мкм.

Испытания на одноосное растяжение проводили на машине высокой жесткости Инстрон 5565. Образцы в виде узких полос длиной 90 мм, шириной 3,5 мм, закреплялись в специальном нагружающем устройстве, обеспечивающем одноосное растяжение. Нагрузка менялась в пределах P = 0–3 ГПа. Растяжению подвергали образцы металлического стекла предварительно отожженные в интервале от 423 К до 773 К. Время выдержки t = 10 мин.

Одноосное квазистатическое растяжение показало, что в результате растяжения и последующего разрушения МС на поверхности формируется деформационный рельеф материала, локально расположенный поперек к длине образца (рис. 1*а*). Наблюдаются участки, на которых полосы рельефа переплетаются или располагаются параллельно друг к другу.

Деформационный рельеф представляет собой как углубления по отношению к поверхности стекла, так и выступы (рис. 1*а*). Размеры выступов и углублений лежат в интервале от 0,090 мкм до 0,15 мкм, и незначительно увеличиваются с ростом температуры отжига.

Отжиг при температуре 773 К и выше приводил к хрупкому разрушению без каких-либо признаков образования деформационного рельефа.



а) *б*)

Рис. 1. Деформационный рельеф: а) интерференционные картины деформационного рельефа, полученные в результате растяжения, соответствующие возвышениям на поверхности МС, $T_{отж}$=473 К; б) полосы, развивающиеся по берегу растущей трещины

Образцы с зонами воздействия лазерного излучения подвергали механическому нагружению. Граница разрыва (рис. 1*б*) включает в себя множество полос деформации, расположенных под углом $\approx 45^0$ к плоскости разрушения, что, позволяет говорить о происходящей в данном случае деформации скольжением за счет поля упругих напряжений в вершине трещин. Сравнительный анализ данных полос и полос деформационного рельефа, получаемых в результате растяжения и расположенных поперек длине образца, позволяет сделать вывод о различии механизмов формирования деформационного рельефа, развивающегося в образце при растяжении и по

берегам растущих трещин. На протекание процессов рельефообразования оказывает влияние структурное состояние материала, определяемое режимами отжига.

Увеличение температуры отжига деформируемых лент до T = 573 K качественно не меняет пространственное распределение полос деформации, хотя размер и общее число их при этом существенно уменьшаются. Дальнейшее повышение температуры вызывает прогрессирующее снижение числа полос, и при температуре T = 723 K поперечные полосы деформации не наблюдаются. С ростом температуры интенсивность формирования деформационного рельефа уменьшается (рис. 2).

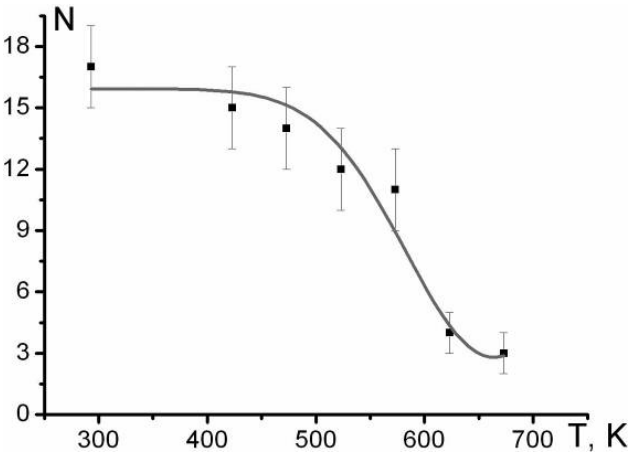


Рис. 2. Зависимость интенсивности формирования деформационного рельефа от температуры предварительного отжига МС

Под интенсивностью в данном случае понимается число деформационных полос в рабочей зоне. Причем следует иметь в виду: интенсивность рельефообразования на бесконтактной стороне стекла выше, чем на гладкой, глубина полос меньше. На основании этого можно сделать вывод о несоответствии возвышенностей углублениям на противоположных поверхностях ленты.

Термический отжиг приводит к незначительному росту прочности МС. Последнее может быть связано с тем, что при отжиге помимо уменьшения размеров избыточного свободного объема (ИСО), происходят дополнительные структурные изменения (залечивание элементов ИСО с размерами в несколько нанометров, релаксация внутренних напряжений и т.д.). Однако воздействие высокотемпературного отжига приводит к падению прочности. Падение $\sigma_{пр.}$ при повышении температуры обусловлено заметным охрупчиванием сплава в данной температурной области.

В модели свободного объема деформация происходит путем атомного перемещения по механизму диффузии свободного объема. При увеличении $T_{отж}$ уменьшается свободный объем [3], и, как следствие, уменьшается формирования деформационного рельефа (рис. 2). Т.о., по мере роста температуры отжига исчезает один из каналов релаксации напряжений на концентраторах. В силу этого обстоятельства критические напряжения (напряжения разрыва) на концентраторах достигаются при меньших значениях разрушающей нагрузки (предела прочности).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№ 06–01–96320р)

Список литературы

1. Г.Е. Абросимова, А.С. Аронин Особенности фазового расслоения при нагреве аморфного сплава $Fe_{90}Zr_{10}$ // ФТТ. 1998. Т. 40. № 10. С. 1769-1772.
2. Малиновский В.К. Неупорядоченные твердые тела: универсальные закономерности в структуре, динамике и явлениях переноса // ФТТ. 1999. Т. 41. №5. С. 805 – 808.
3. Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г., Амосова О.В. Пористость и механические свойства аморфных сплавов // Известия Академии наук. Серия физическая. 2003. т. 67. № 6. С. 818-822.

ВЛИЯНИЕ УФ ИЗЛУЧЕНИЯ НА РЕЛАКСАЦИОННЫЙ РОСТ УПРУГОГО ДВОЙНИКА В ИСЛАНДСКОМ ШПАТЕ

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

Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина, Россия
feodorov@tsu.tmb.ru

Введение

Влияние ультрафиолетового излучения на свойства кристаллов представляет определенный интерес, как в научном плане, так и при решении прикладных задач.

Задача исследования: оценить влияние УФ излучения на релаксационный рост упругого двойника в оптически прозрачных кристаллах исландского шпата.

Методика эксперимента

В экспериментах исследовали влияние УФ излучения на релаксационное подрастание упругого двойника в кристаллах исландского шпата в сравнении с его подрастанием в необлученных кристаллах. Для этого измеряли длину и ширину упругого двойника во времени.

Упругий двойник в кристалле получали по методике Р.И. Гарбера. Образцы размером 18×12×13 мм выкалывали по плоскости спайности из крупных блоков. Две противоположные грани образцов сошлифовывали перпендикулярно одной из плоскостей двойникования и направлению сдвига в ней. После этого воздействием сферического индентора R =1,5 мм в кристалле зарождали упругий двойник нагрузкой ~80 Н.

В следующей серии экспериментов при прочих равных условиях кристалл с упругим двойником находился под воздействием УФ излучения. Для облучения монокристаллов ультрафиолетовыми лучами использовалась ртутно-кварцевая лампа ПРК-2. Температура образцов во время опытов контролировалась термопарой и оставалась постоянной T = 293К. Используемые длины волн ультрафиолетового излучения находились в интервале λ=250–350 нм.

В третьей серии экспериментов кристалл предварительно в течение 1 часа находился только под нагрузкой 80 Н, а затем на него дополнительно подействовали УФ излучением.

В четвертой серии экспериментов для исключения влияния нагрева кристаллов при УФ облучении исследовали релаксационный рост упругого двойника в кристаллах, при температуре 60°С.

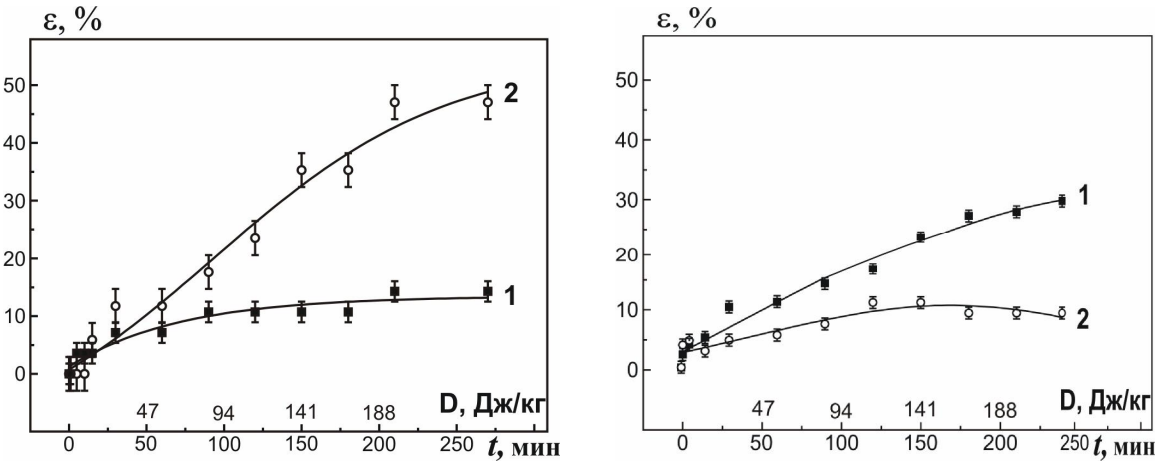
Экспериментальные результаты и их обсуждение

В первой серии экспериментов нагрузку (80 Н) оставляли постоянной, а длину упругого двойника измеряли в течение нескольких часов, до тех пор, пока релаксационный рост двойника не прекращался (рис.1, зависимость 1). Зародившийся при этом упругий двойник просматривался в виде тонкого лепестка с интерференционной окраской.

Во второй серии экспериментов также была получена зависимость относительного изменения длины и ширины упругого двойника от времени (рис.1, зависимость 2).

Отмечено, что при воздействии УФ излучения релаксационное подрастание упругого двойника происходит на большую длину ~ на 35%, в сравнении с его под-

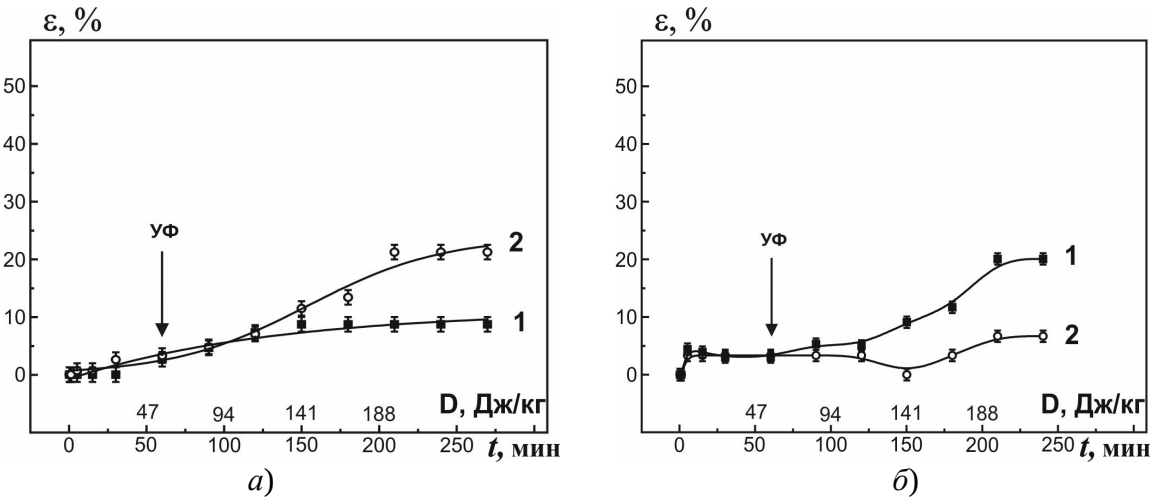
растанием в кристаллах без облучения. Для изменения ширины упругого двойника наблюдается обратный эффект. Ширина упругого двойник релаксировала ~ на 20% меньше, чем в кристаллах без облучения.



а) *б*)

Рис. 1. Зависимость относительного изменения длины (*а*) и ширины (*б*) упругого двойника от времени воздействия: 1 – нагрузки, 2 – нагрузки и УФ облучения.

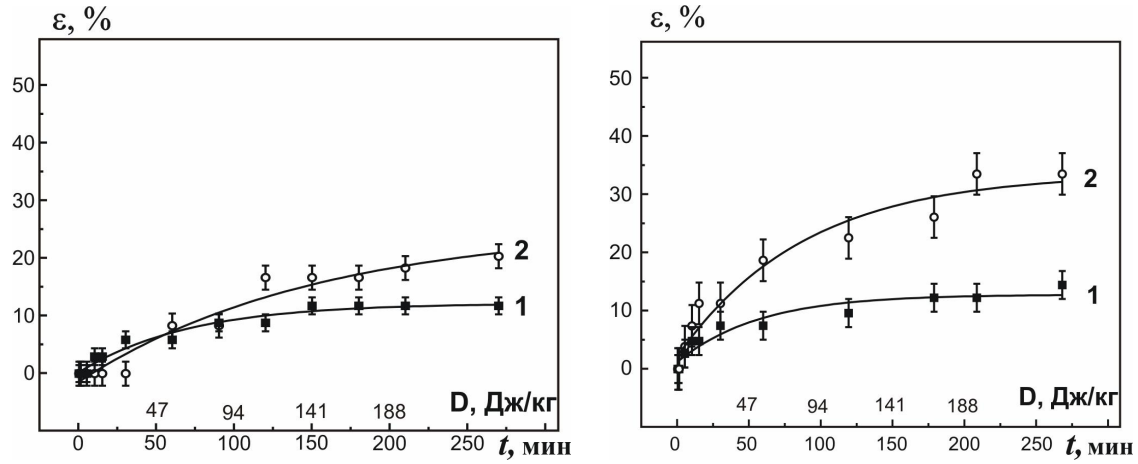
В третьей серии экспериментов кристалл предварительно в течение 1 часа находился только под нагрузкой 80 Н, а затем на него дополнительно подействовали УФ излучением. При воздействии УФ излучения релаксационное подрастание упругого двойника происходит на большую длину ~ на 13 % (рис. 2). Отмечено, что увеличение скорости релаксированного роста упругого двойника наблюдается после включения УФ облучения.



а) *б*)

Рис. 2. Зависимость относительного изменения длины (*а*) и ширины (*б*) упругого двойника от времени воздействия: 1 – нагрузки, 2 – нагрузки и УФ облучения, включенным через 1 час после воздействия нагрузки (стрелкой показано время включения УФ излучения).

Для исключения влияния нагрева кристаллов при УФ облучении исследовали релаксационный рост упругого двойника в кристаллах при температуре ~60°С. В этом случае релаксационное подрастание упругого двойника соответствовало росту упругого двойника без УФ облучения в пределах погрешности измерения (рис. 3). Это говорит о том, что небольшое повышение температуры не оказывает существенного влияния на упругое двойникование кристаллов кальцита.



а) *б*)

Рис. 3. Зависимость относительного изменения длины (*а*) и ширины (*б*) упругого двойника от времени (1 – при нагреве, 2 – при нагреве и УФ облучении).

В основу наблюдаемых эффектов может быть положен механизм взаимодействия дислокации в ионных кристаллах с низкоэнергетическими экситонами [1]. Последние образуются при облучении ионных кристаллов УФ и рентгеновскими лучами. Взаимодействие экситона с заряженной ступенькой на краевой дислокации сопровождается смещением ее, в пределах параметра решетки, на одно межатомное расстояние. Это взаимодействие вызывает увеличение винтовых составляющих дислокации, остановленной каким-либо стопором [2]. Аннигиляция винтовых отрезков сопровождается отрывом дислокации от стопора. Таким образом, дислокационно-экситонное взаимодействие может способствовать преодолению дислокацией стопора и обеспечивать ее более легкое движение. При дислокационно-экситонном взаимодействии образуются F- центры, распад которых сопровождается люминесценцией. В наших экспериментах наблюдалась люминесценция щелочногалоидных кристаллов при воздействии УФ излучения и исландского шпата при рентгеновском излучении, что косвенно подтверждает действие предложенного механизма [4].

Таким образом, воздействие УФ излучения облегчает движение краевых двойникующих дислокаций и способствует более интенсивному росту двойника. Это объясняет более интенсивный релаксационный рост длины упругого двойника в сравнении с ростом его ширины.

Экспериментально установлено неравноценное релаксационное подрастание статического “упругого” двойника в кристаллах исландского шпата при воздействии постоянной нагрузки и совместном воздействии постоянной нагрузки и УФ облучения, обусловленное изменением условий движения двойникующих дислокаций, в частности, за счет более легкого преодоления стопоров.

Список литературы

1. Ван - Бюрен. Дефекты в кристаллах. М.: Изд. иностранной литературы, 1962. – 384 с.
2. Plushnikova T.N., Chivanov A.V., Chemerkina M.V., Kirillov R.A. Influence of electromagnetic radiation on the movement of dislocations in ionic crystals. // PROCEEDINGS of SPAS Olsztyn, Poland, 2006, Vol. 10. C154-C157.
3. V.A. Feodorov, T.N. Plushnikova, Yu.I. Tjalin, A.V. Chivanov, M.V. Chemerkina, R.A. Kirillov Mechanism of healing microcracks in alkali-halide crystals //Proceedings of SPIE, 2006, Vol. 6253.

ВЛИЯНИЕ НА ДВОЙНИКОВАНИЕ РАЗМЕРА ЗЕРНА ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ОЦК СПЛАВА Fe–Si ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ И СКОРОСТЯХ ДЕФОРМИРОВАНИЯ

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

Тамбовский государственный университет им. Г. Р. Державина, Тамбов, Россия
feodorov@tsu.tmb.ru

Поликристаллические материалы находят широкое применение в технике и промышленности. Повышенный интерес к ним вызван изменением свойств таких материалов при уменьшении размера зерен d до микро- и нанокристаллического. Механическое двойникование в таких материалах считается эффективным средством повышения прочности и пластичности, т.к. границы двойников, способствуют аккумуляции дислокаций в зернах, повышая тем самым деформационное упрочнение, но, в отличие от границ зерен, они не являются местами, где дислокации аннигилируют [1].

Целью данной работы является установление количественной связи между средним числом двойников в зерне и размером зерна в зависимости от температуры и скорости деформирования.

В работе исследовался ОЦК сплав Fe–Si, с содержанием кремния 3,25 %. Сплав подвержен деформации двойникованием в широком температурном и скоростном интервалах. Образцы с размером рабочей области 0,35×10×30 мм, предварительно вырезанные в форме двойной лопатки, шлифовали, полировали и травили для выявления поликристаллической зеренной структуры. В образцах порядка 90 % всех зерен лежат в интервале 25 ÷ 225 мкм, $d_{ср}$ = 120 мкм – среднестатистический размер зерна. Испытания на растяжение проводили на механической машине Instron–5565 со скоростями относительной деформации $\dot{\varepsilon} \approx 0{,}002 \div 0{,}66$ с$^{-1}$ в интервале температур: 183 ÷ 393 К.

Перед проведением испытаний образцов на растяжение была построена гистограмма общего распределения зерен поликристалла по размерам (рис. 1, кривая 1).

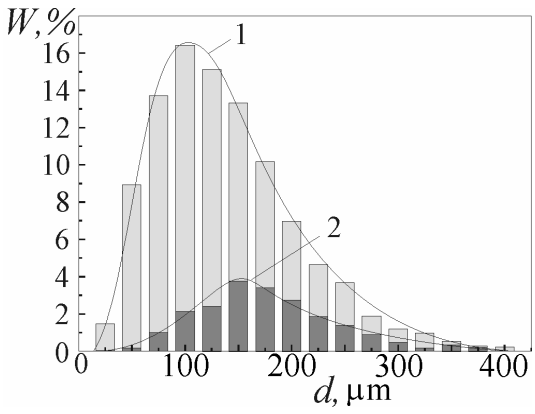


Рис. 1. Гистограммы распределения частоты зерна по размерам зерен – 1; гистограмма сдвойникованных зерен – 2.

После деформации при режимах $\dot{\varepsilon}$ = 0,66 с$^{-1}$ и T = 293 К была построена гистограмма сдвойникованных зерен, которая при пересчете к общему числу зерен показана кривой 2 на рис. 1. Отмечено, что в крупных зернах двойникование протекает заметно свободнее, чем в мелких зернах, где большую роль в процессе деформации играют границы зерен.

Процесс двойникования регистрировался также по зависимости нагрузка-деформация. При растяжения образцов регистрировались некоторые параметры процесса деформации, в частности модуль нормальной упругости E. На рис. 2 представлена зависимость модуля нормальной упругости от температуры и скорости деформирования. Видно, что снижение температуры и скорости деформирования приводит к возрастанию модуля.

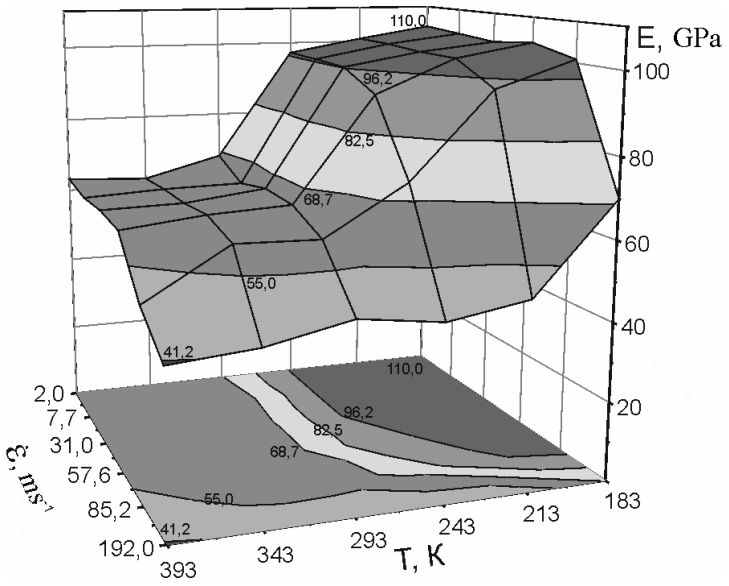


Рис. 2. Зависимость модуля нормальной упругости от температуры и скорости деформирования

Среднее число двойников в зерне $\overline{N}$ (интенсивность двойникования) рассчитывалась следующим образом: в заданном интервале размеров зерен определялось число двойников N и число сдвойникованных зерен n, среднее число двойников $\overline{N} = \frac{N}{n}$. С увеличением температуры и относительной скорости деформирования интенсивность двойникования $\overline{N}$ снижается (рис. 3).

Тенденция к снижению числа двойников наблюдается и с уменьшением размера зерна поликристалла, что соответствует уравнению Холла-Петча для случая деформации двойникованием, по которому следует ожидать затрудненности проявления двойникования при уменьшении размера зерна.

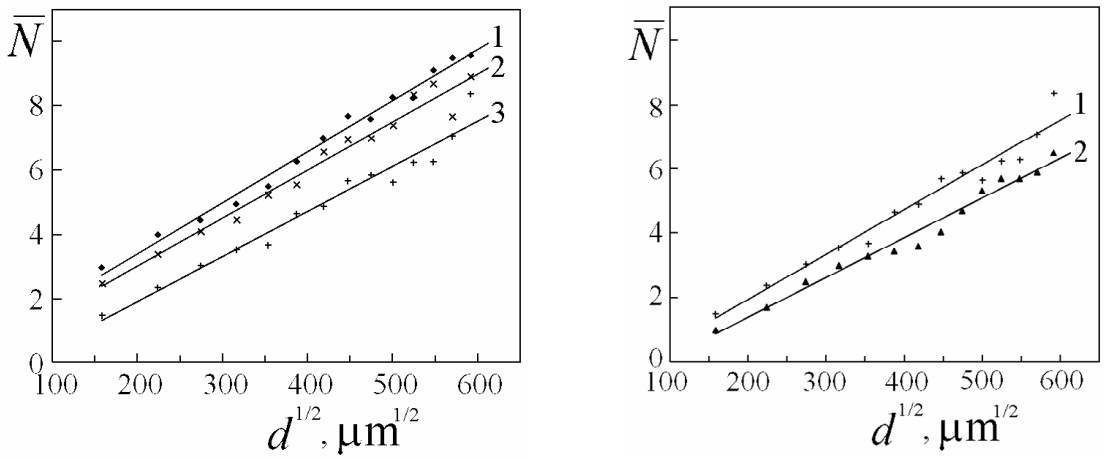


Рис. 3. Зависимость среднего числа двойников в сдвойникованных зернах от размера зерна:
a) при T = 183 K и $\dot{\varepsilon}$: 1 – 0,003 с$^{-1}$; 2 – 0,045 с$^{-1}$; 3 – 0,280 с$^{-1}$;
b) при $\dot{\varepsilon}$ = 0,280 с$^{-1}$ и T = 183 K (1) и 243 K (2).

Список литературы

1. Малыгин Г.А. Пластичность и прочность микро- и нанокристаллических материалов (Обзор)//Физика твердого тела, 2007, - Т. 49, вып. 6, - С. 961-982.

КИНЕТИЧЕСКИЕ ЗАВИСИМОСТИ ПРОЦЕССОВ ОХРУПЧИВАНИЯ АМОРФНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА

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

Тамбовский государственный университет им. Г. Р. Державина, Тамбов, Россия
feodorov@tsu.tmb.ru

Исследование термической стабильности металлических стекол (МС), решаемой, как правило, при отжиге [1], является актуальной задачей физики неупорядоченных сред. При достижении определенной температуры предварительного отжига, в пределах устойчивости аморфного состояния, некристаллические сплавы становятся хрупкими при комнатной температуре [2].

В работе исследовано изменение пластичности МС системы Co–Mn–B–Fe–Ni–Si с содержанием кобальта 80% для отжига при малых временах выдержки. Образцы ленточных металлических стекол, полученных методом спиннингования с размерами 3,5×15 мм, толщина которых 20 мкм, подвергали изохронному отжигу в печи при заданных температурах с разными временами выдержки от 1 до 20 минут в массивных стабилизирующих пластинах [3]. Время замерялось с момента размещения образцов в области между пластинами. Методом на изгиб [4, 5] исследовался характер изменения пластичности МС в зависимости от температуры отжига.

На рис. 1–4 представлены кинетические зависимости, полученные в ходе проведенных исследований. Кинетику изменения пластичности можно проследить по рис. 1.

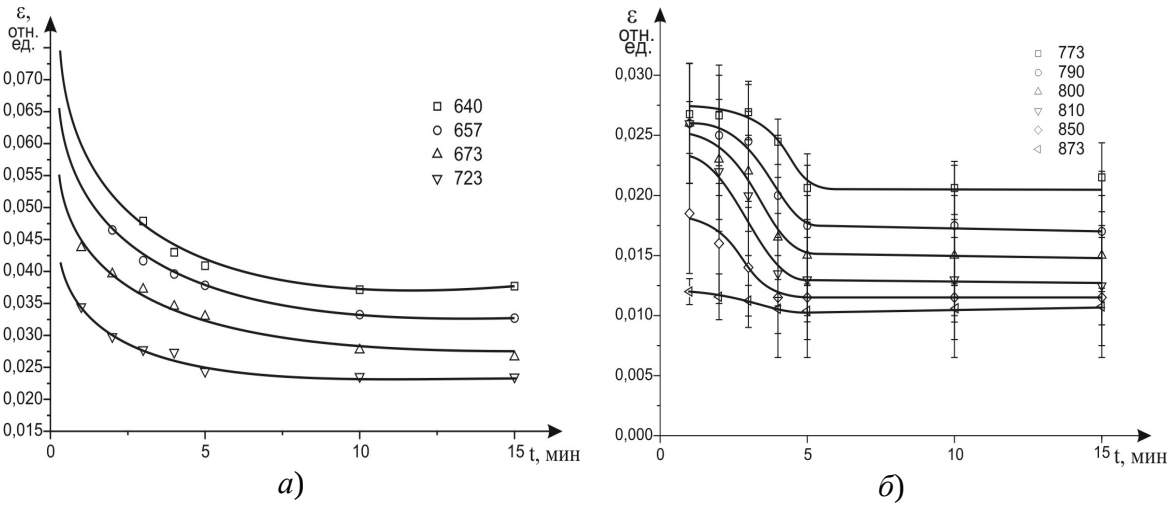


Рис. 1. Эволюция пластичности во времени: *а*) первая стадия падения пластичности; *б*) вторая стадия падения пластичности.

Зависимости построены для заданных температур. Из рисунка видно, что на первой стадии зависимости описываются уравнением вида $e = A \cdot \exp(B/T)$, где A, B – коэффициенты, определяемые экспериментально (рис. 1*а*). С увеличением температуры отжига (вторая стадия), при малых временах < 5 мин, зависимости имеют более сложный характер, а при значениях > 5 мин приобретают вид прямой. Это связано с протеканием конкурирующих процессов: структурной перестройки и начала кристаллизации. При низких температурах экспоненциальные зависимости отражают протекание термоактивированных процессов. С увеличением температуры

добавляются процессы кристаллизации. Ход зависимостей усложняется. Горизонтальные участки зависимостей (на рис. 1*б*) показывают значения пластичности на второй стадии для различных температур отжига при временах > 5 мин.

На рис. 2 построены температурно-временные зависимости для определенных значений пластичности. Из зависимостей 1–6 определяются температурно-временные параметры отжига, при которых пластичность сохраняет определенное значение. При малых температурах кривые (1–3) описываются экспоненциальной функцией (с коэффициентом корреляции ~ 0,9). Они характеризуют изменение пластичности на первой стадии в зависимости от времени выдержки. Так, например, при температуре 650 К пластичность равная единице сохраняется в течение ~ 2 мин, через ~ 6 мин ее значение составляет уже 0,04, а через 12,5 мин 0,03. Наибольшее падение пластичности происходит при исследованных температурах отжига за первые 5 мин. При бóльших, возрастающих временных выдержках заданное значение пластичности сохраняется при понижающихся температурах отжига. С увеличением температуры отжига зависимости (4–6) наибольшее падение пластичности происходит также за первые 5 мин (рис. 2).

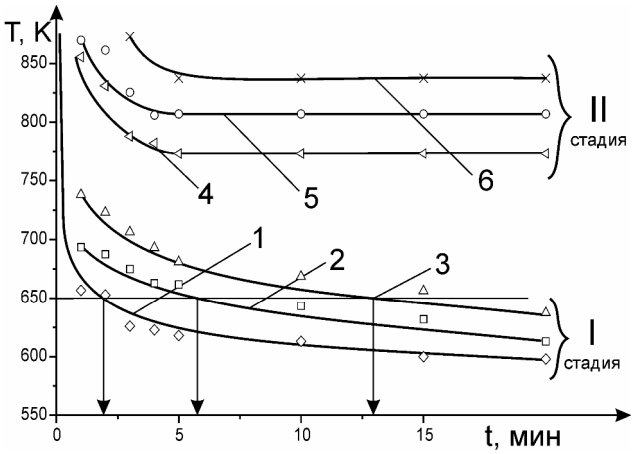


Рис. 2. Температурно-временные зависимости, определяющие режим отжига для заданных значений пластичности МС: 1 – ε = 1; 2 – ε = 0,04; 3 – ε = 0,03; 4 – ε = 0,02; 5 – ε = 0,015; 6 – ε = 0,01

Далее ее величина принимает постоянное значение, зависящее от температуры отжига. Так, например, значение $e = 0{,}02$ (завис. 4) соответствующее температуре отжига 775 К сохраняется, при этой температуре, по крайней мере, в течение 20 мин, т. е. для определенных значений пластичности на второй стадии существует максимальная температура отжига, при которой пластичность сохраняет заданное значение вне зависимости от времен отжига, заданных в работе.

На рис. 3 представлены зависимости логарифма времени ($\ln(t)$) от обратной температуры отжига ($1/T$), позволяющие прогнозировать температуру и время отжига, при которых не наступает охрупчивание металлического стекла, исследованного в данной работе. Подобные зависимости приведены в работе [6] для аморфных сплавов на основе железа, как диаграммы для оценки термо-временной стабильности (ДТС) аморфных сплавов. Однако авторы не дают значений пластичности, для которых построена ДТС. Последняя, как показали исследования, зависит от задаваемого значения пластичности (рис. 3) играет избыточный свободный объем, характер его эволюции при термических воздействиях на аморфную структуру, а также то, что это явление имеет релаксационную природу. К настоящему времени предложено две группы моделей, объясняющих хрупкость аморфных сплавов: «сегрегационная» модель [7], связывает падение пластичности с образованием сегрегации атомов-металлоидов в определенных участках аморфной матрицы; «кристаллическая» модель [8], объясняет падение пластичности

формированием в аморфной матрице заметного ближнего порядка или кристаллических фаз определенного типа. Однако в этих работах не предложен конкретный механизм, по которому структурная релаксация могла бы приводить к резкому охрупчиванию с позиций физики пластической деформации и разрушения.

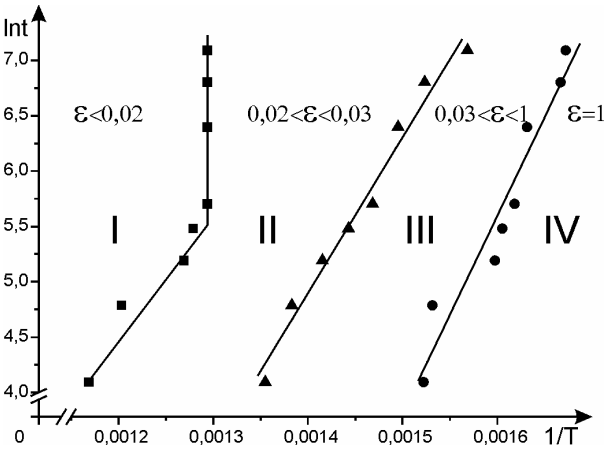


Рис. 3. Зависимости логарифма времени отжига от обратной температуры, определяющие области: охрупченного состояния (I, II), перехода из пластического в хрупкое состояние (III), пластического состояния (IV).

Из литературы известно [2], что решающую роль в падении пластичности Результаты исследования кинетики процессов охрупчивания будут полезны при обсуждении механизма охрупчивания МС.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 06–01–96320р)

Список литературы

1. Глезер А.М., Пермякова И.Е., Федоров В.А.. Трещиностойкость и пластичность аморфных сплавов при микроиндентировании// Известия РАН Серия физическая, Академиздатцентр «Наука», Москва.-2006.-с.155.
2. Глезер А.М., Пермякова И..Е., Громов В.Е., Коваленко В.В.. Механическое поведение аморфных сплавов. – Новокузнецк: Издательство СибГИУ 2006 – 416 с.
3. Яковлев А. В., Федоров В. А., Барышев Г. А. Оптимизация режимов отжига металлических стекол// Сборник материалов XVII Петербургских чтений по проблемам прочности, посвященные 90 – летию со дня рождения профессора А.Н. Орлова, часть1, 10-12 апреля. Санкт-Петербург. – 2007.
4. Федоров В.А., Ушаков И.В., Пермякова И.Е., Калабушкин А.Е. Кристаллизация аморфного металлического сплава $Co_{75,4}$ $Fe_{3,5}Cr_{3,3}Si_{17,8}$ под влиянием термической обработки // Поверхность. Рентгеновские синхротронные и нейтронные исследования. 2005, №11, с. 120-124.
5. Glezer A.M., Permyakova I.E., Feodorov V.A. Physical laws of mechanical behavior of metallic glasses at the viscous-brittle transition// Proceeding of SPAS, New Approaches to High-Tech: Nondestructive Testing and Computer Stimulations in Science and Engineering (NDTCS –2006), 5-8 July. Poland. Olstyn. Vol. 10, – 2006. – p.161-164.
6. А.М. Глезер, С.Г. Зайченко, В.М. Качалов, Ю.Е. Чичерин, В.Т. Борисов Физические критерии прогнозирования вязко-хрупкого перехода в аморфных сплавах // Физика металлов и металловедение. – 1995. – Т. 80. - №2. – с. 142-152.
7. Pampillo C.A., Polk D.E. Annealing embrittlement in an ironnickel-based metallic glasses // J.Mater. Sci. Eng. – 1978. – V. 33. – N. 2. – P. 275-280.
8. Fujita F.E. On the intermediate range ordering in amorphous structure // Proc. Fourth Int. Conf. RQM. (Sendai, Japan). – 1981. - V. 1. – P. 301-304.

ВЛИЯНИЕ МЕХАНИЧЕСКОГО НАГРУЖЕНИЯ НА НАВОДОРОЖИВАНИЕ КОНСТРУКЦИОННЫХ СТАЛЕЙ

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

Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина,
feodorov@tsu.tmb.ru

Сероводородная коррозия – одна из наиболее серьезных причин коррозионных разрушений при эксплуатации оборудования в широком диапазоне сред и условий. Сероводород обладает уникальными агрессивными свойствами и вызывает коррозионное повреждение оборудования в результате электрохимической коррозии и водородное охрупчивание. Большой ущерб наносит наводороживание стальных труб в нефте- и газодобыче [1].

Цель работы: 1) исследовать потерю прочности Ст3 в условиях диффузионного наводораживания; 2) исследовать влияние комбинированного действия механического нагружения и наводороживания на прочностные характеристики стали, 3) исследовать влияние ингибиторов на изменение механических характеристик Ст3.

Для проведения экспериментов использовали углеродистую сталь Ст3 (Fe – 98,36%, C – 0,2%, Mn – 0,5%, Si – 0,15%, P – 0,04%, S – 0,05%, Cr – 0,3%, Ni – 0,2%, Cu – 0,2%). Длина образца 150 мм, рабочая площадь 40 × 10 мм; площадь поперечного сечения 5 мм. В качестве фонового электролита использовался раствор NaCl концентрации 50 г/л. В растворы вводились добавки сероводорода (100 мг/л) посредством внесения рассчитанного количества сульфида натрия и соляной кислоты для перевода его в сероводород. В качестве ингибиторов использованы гомологические смеси оксиэтилированных аминов. Испытания на разрыв проводились на установке INSTRON 5565 при постоянной скорости движения траверсы, равной 0,1 мм/мин.

Рассчитывали коэффициент потери прочности стали при 24-часовой обработке образцов в неингибированных и ингибированных растворах.

$Кр,\% = 100\cdot(\sigma - \sigma_в)/\sigma_в$, где $\sigma_в$ и σ – соответственно предел прочности углеродистой стали, необработанной коррозионной средой и после её выдержки в ней 24 часа.

Для необработанной стали среднее значение разрушающих механических напряжений Ст3 составляет 944 МПа. Действие водорода понижает механические напряжения и коэффициент потери прочности стали составляет около 30%. Действие ингибиторов, в зависимости от исходной среды, приводит к повышению механических напряжений и коэффициент потери прочности составляет от 1 до 20%.

Показано, что особое значение имеет исходная среда, в которую добавляют ингибитор, и концентрация ингибитора. Введение ингибиторов в концентрациях 20 и 100 мг/л, в одних случаях увеличивает прочность, а в других уменьшает.

Исследовано диффузионное наводороживание Ст3 в локальных зонах. В качестве концентратора напряжений использовали надрез глубиной l = 2 мм и размером при вершине 0,15 мм. Дополнительные напряжения, созданные таким концентратором: $\sigma_{тр} = \sigma_0(2 + \sqrt{l/R})$=2,4 σ_0.

Рассчитан коэффициент потери прочности стали при 24 – часовой обработке образцов с надрезом в неингибированных и ингибированных растворах NaCl + H_2S (100 мг/л). Установлено, что напряжение существенно понижается в этом растворе на 15%. Добавление ингибиторов позволяет снизить действие раствора и прибли-

зиться к напряжению необработанной стали (коэффициент потери прочности составляет 5%).

Создание дополнительного напряженного состояния 175 МПа (связанное с одновременным действием механической нагрузки и водород содержащей среды) приводит к увеличению коэффициента потери прочности стали. Микротвердость образцов меняется в зависимости от режима испытаний.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 06-01-96320).

Список литературы

2. Белоглазов С.М. Электрохимический водород и металлы. Поведение, борьба с охрупчиванием: Монография. Калининград: изд-во КГУ, 2004. -321 с.

СВЕРХПЛАСТИЧЕСКОЕ ТЕЧЕНИЕ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

Мышляев М. М.

Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН
Институт физики твёрдого тела РАН
myshlyae@issp.ac.ru

В настоящее время внимание исследователей привлекает вопрос о сверхпластическом течении металлов и сплавов. Обычно под сверхпластичностью понимают способность образцов к устойчивому равномерному пластическому течению до аномально высоких деформаций до разрушения при одноосном растяжении с постоянной скоростью. При этом сверхпластичность характеризуется сильной зависимостью напряжения течения от скорости деформации. Сверхпластичность связывают с материалами с мелким зерном размером менее 10 мкм и зернограничным скольжением как основным механизмом деформации. Часто сверхпластичность проявляется на материалах с фазовыми превращениями при их прохождении.

Но в последнее время накопилось много экспериментальных данных, показывающих, что присущее сверхпластичности механическое поведение проявляется и на различных других материалах: крупнозернистых поликристаллах, монокристаллах, аморфных сплавах. Сверхпластическое течение наблюдали при разных видах деформирования (растяжение, кручение) и разных видах испытания (деформация с постоянной скоростью, ползучесть).

В настоящем исследовании изучены механическое поведение, структура и её эволюция при сверхпластичном течении монокристаллического и крупнозернистого алюминия при кручении, а также микрокристаллического цинкового сплава, аморфного сплава на основе кобальта и наноструктурного алюминий–литиевого сплава при одноосном растяжении.

Полученные результаты и природа сверхпластического течения обсуждаются с единых позиций. В совокупности, имеющиеся экспериментальные данные позволяют считать, что для реализации сверхпластичности требуется выполнение принципа структурно-кинетического соответствия.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 07-08-00308).

МИКРОСТРУКТУРА АЛЮМИНИДОВ ТИТАНА Ti_3Al И $Ti_2(Al,Nb)$ ПОСЛЕ ВЗРЫВНОГО НАГРУЖЕНИЯ

Рыбин В. В*., Гринберг Б. А., Антонова О. В.

**ЦНИИКМ «Прометей», С-Петербург*
Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург

В промышленности достаточно давно используется режим ударно-волновой нагрузки (взрыв) для синтеза сверхтвердых материалов, создания новых композиционных материалов, получаемых свариванием, обработки традиционных материалов с целью существенного улучшения их эксплуатационных свойств. Титановые алюминиды относятся к современным, перспективным материалам, однако, в силу своей природы, обладают низкой способностью к технологическим обработкам. В настоящей работе приведены результаты структурного исследования интерметаллидов Ti_3Al, синтезированного методом взрыва и $Ti_2(Al,Nb)$, после сварки его с титаном также методом взрыва. На рис.1 приведена схема ударно-волнового нагружения для синтеза Ti_3Al из порошков в соотношении 25at. %Al и 75at.%Ti. Основными методами исследования структуры были оптическая металлография, рентгеноструктурный анализ и просвечивающая электронная микроскопия (ТЭМ). В результате синтеза порошка (размер частиц меньше 60 мкм) был получен образец в форме шара, диаметр которого ~ 15мм. При этом оказалось, что стальная оболочка неотделима от синтезированного материала, а в центральной части образца образовывалась полость неправильной формы диаметром ~5мм. В поперечном срезе образца можно различить между стальной оболочкой и собственно полученным соединением промежуточный слой переменной ширины (максимальная до 200 мкм). При рентгеновском анализе обнаружили две системы линий. Система из достаточно четких пиков принадлежит фундаментальным линиям упорядоченного Ti_3Al (α_2, тип упорядочения $D0_{19}$), и не было обнаружено сверхструктурных отражений. Другие широкие и довольно слабые линии оказались пиками β-фазы (ОЦК). Металлография показала, что зерна, в основном, вытянуты по радиусу сферы, но около стальной оболочки образовались равноосные зерна (30–50мкм). Изучение образца на сканирующем электронном микроскопе показало, что соединение отвечает составу Ti–25at.% с небольшим количеством железа, концентрация которого постепенно увеличивается к центру образца, достигая 2at.% вблизи поверхности полости.

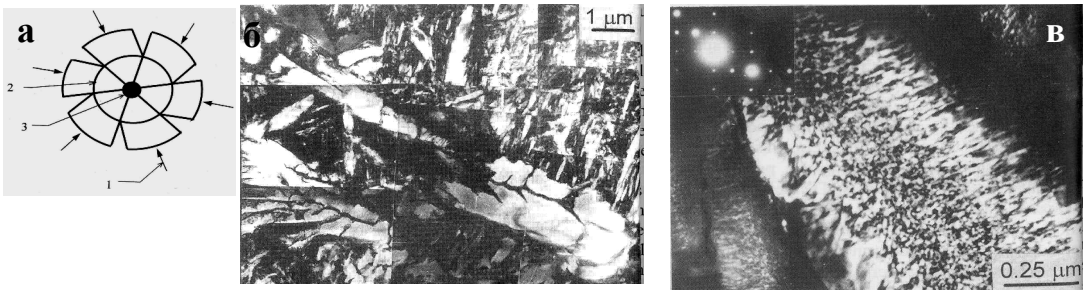


Рис.1. Схема получения интерметаллида Ti_3Al методом взрыва (*а*): 1 – точки приложения заряда; 2 – капсула; 3 – порошковая смесь; и микроструктура (ТЭМ) полученного соединения: (*б*) светлопольное изображение с различной морфологией структуры; (*в*) темнопольное изображение в сверхструктурном рефлексе $g=[01\bar{1}]$, о.з.[100].

Наиболее типичные примеры микроструктуры (ТЭМ исследования), которая наблюдалась после синтеза взрывом Ti_3Al, приведены на рис.1*б,в* Мартенситоподобная структура, которая видна в правом углу снимка 1*б*, занимает существенную часть полученного интерметаллида. При этом на микродифракциях с такой структурой, как правило, наблюдаются сверхструктурные рефлексы, в которых видны упорядоченные домены интерметаллида α_2 как отдельные кристаллиты в слабо упорядоченной или разупорядоченной матрице (рис. 1*в*). В структуре полученного соединения встречается также дендритная структура с широкими границами (рис. 1*б*). Микродифракции с таких областей показали, что в ряде границ α_2 обогащена железом, в других на электронограммах фиксируется двухфазное состояние: собственно α_2 и фаза, обогащенная железом.

Для получения сварного соединения методом взрыва были выбраны титан ВТ1-0 и орторомбический алюминид титана ВТИ-1 состава (ат.%): Ti – 30Al – 11Nb –1Zr – 1Mo. Выбранная для этого схема приведена на рис.2*а*. Уже результаты металлографии свидетельствуют о структуре сильно деформированного состояния (рис.2*б*), и подтверждаются значениями микротвердости. Сварной шов практически без трещин и представлен «волнообразной » поверхностью.

Сплав ВТИ-1 по рентгеноструктурным и электрономикроскопическим исследованиям представляет собой смесь фаз: $O+\alpha_2$ с незначительным количеством B2 фазы (ОЦК). После сварки взрывом в сплаве ВТИ-1 практически полностью сохраняется набор наблюдаемых в исходном состоянии фаз, но исчезли линии идентифицированные как B2. Для области, содержащий сварной шов, рентгеновский спектр содержит набор линий ($O+\alpha_2$) и линии α-титана.

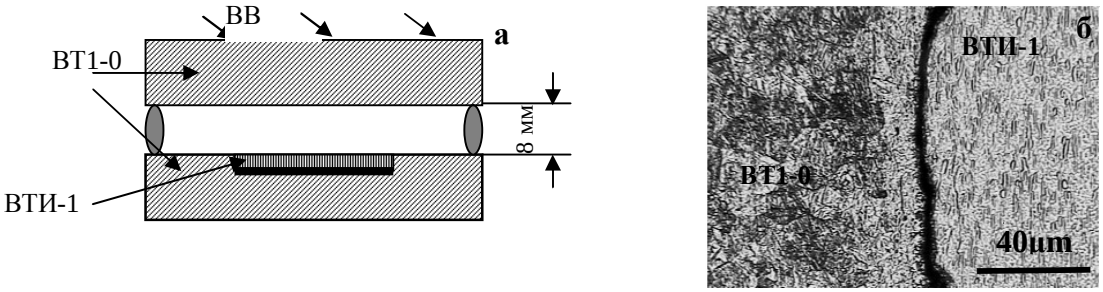


Рис.2. Схема получения сварного соединения ВТ1-0 и ВТИ -1 методом взрыва (*а*); и металлография сварного соединения (*б*).

ТЭМ анализ исходной микроструктуры сплава ВТИ-1 показал, что его фазовый состав и структура определяются различными стадиями распада α_2-фазы (Ti_3Al, обогащенный Nb) с образованием либо дисперсных, либо тонких пластин О-фазы. После сварки взрывом произошли существенные изменения в структуре материалов, и особенно это касается морфологии структурных элементов. Прежде всего, следует отметить, что наблюдаемая структура является типичной для сильно деформированного состояния и представлена сложными структурными образованиями. На рис.3 можно увидеть отмеченные особенности структуры: заполненные О-фазой зоны с полосовой структурой разного направления и размера чередуются с колониями отдельных зерен О и α_2-фаз размером (3-5μm). Высокая плотность дислокаций характерна для всех фаз независимо от ее морфологии. Следует отметить, что для О–фазы наиболее распространенной была неправильной формы полосовая структура с углами разориентировки между соседними полосами до нескольких десятков градусов и до 10° внутри одной полосы. К структурным особенностям О-фазы можно отнести также формирование по всему полю матрицы контраста, аналогичного дисло-

кациям несоответствия, что вполне объяснимо чувствительностью ее структурных параметров к различным обработкам.

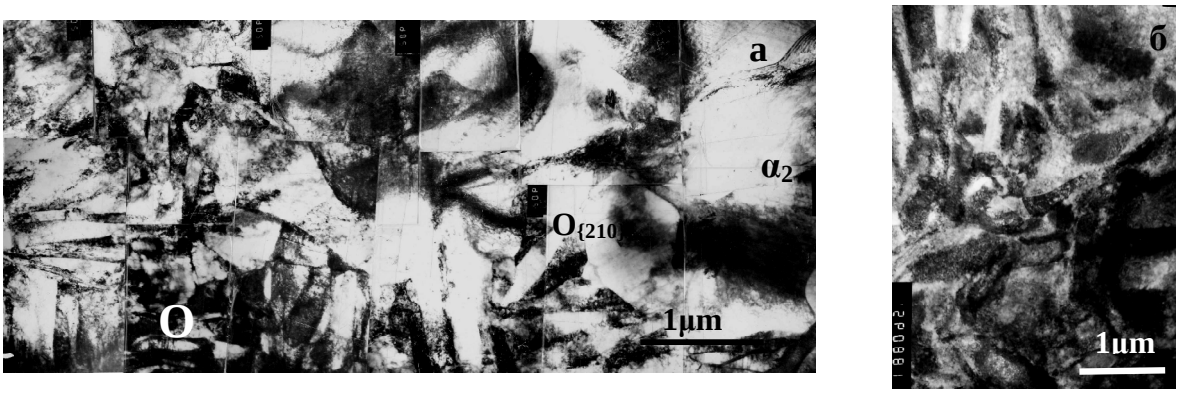


Рис. 3. Микроструктура сплава ВТИ-1 после взрыва из зоны прилегающей к сварному шву (*а*) и из зоны сварного соединения (*б*).

Интересной особенностью структурного состояния сплава является его разупорядочение, что фиксировалось по микродифракциям.

Микроструктура, которая по своему виду и фазовому составу соответствует «зоне перемешивания» сварного соединения, приведена на рис.3*б*. Хаотически расположенные, с большим разбросом по размеру (70–200нм) структурные фрагменты имеют границы с признаками оплавления. В выделенной части этой структуры (диаметр 0,5 мкм) были зафиксированы три фазы: орторомбическая, α_2 и α-титан. На фольгах, полученных с этой же плоскости наблюдали области, принадлежащие только α-фазе, что вероятно при волнистом характере сварного шва. Это мелкопластинчатая микроструктура мартенситоподобного типа, образование которой связано с пластической деформацией двойникованием и переходом α-титана в β-область и последующим образованием α′-мартенсита при охлаждении. В непосредственной близости от такой структуры формируются участки зерен размером в несколько микрон с высокой плотностью дислокаций ($\sim 5 \times 10^9$ см$^{-2}$).

По мере удаления от зоны сварного шва в сторону титановой пластины наблюдаемой в α-титане становится полосовая структура, типичная для сильно деформированного состояния ГПУ металлов. Следует отметить, что в довольно широкой зоне титановой пластины, контактирующей с ВВ, обнаружены мелкодисперсные выделения и контраст от скоплений точечных дефектов. Именно значительная их концентрация может быть ответственна за более высокую твердость титана поверхностных слоев по сравнению с внутренними.

Список литературы

1. E.V.Shorokhov, B.A.Greenberg, S.V. Sudareva, O.V. Antonova et al. Mat.Sci. and Eng. A239-240 (1997) 688-693.
2. Рыбин В.В., Гринберг Б.А., Антонова О.В. et al. Вопросы материаловедения . 2004. , №2(38), с.61-71.
3. Greenberg B.A., Rybin V.V., Antonova O.V. Microstructure of bimetallic joint of titanium and orthorhombic titanium aluminide (explosion welding) // Ch 7.3, pp.533-543, in monograph “Severe Plastic Deformation: Toward Bulk Production of Nanostructured Materials”, Editor: Altan Burhanettin,- Nova Science Publishers, Inc., New-York, 2006.

ОПРЕДЕЛЯЮЩАЯ РОЛЬ МНОГОДОЛИННОГО ПОТЕНЦИАЛЬНОГО РЕЛЬЕФА В БЛОКИРОВКЕ И АВТОБЛОКИРОВКЕ ДИСЛОКАЦИЙ

Гринберг Б. А., Иванов М. А.*

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

Исследована достаточно общая проблема термоактивированных переходов дислокации между долинами потенциального рельефа, приводящих при определенных условиях к вытягиванию дислокаций вдоль некоторых выделенных направлений. Рассмотрены две различные формы потенциального рельефа, различающиеся типом долин: либо однодолинный (рис. 1*а*), либо двухдолинный рельеф (рис. 1*б*). Ситуацию, изображенную на рис. 1*б*, не следует воспринимать излишне буквально. На самом деле дислокационный рельеф не одномерный, а, по меньшей мере, двухмерный, так что дислокация при своем движении по мелким долинам может свободно обойти глубокие долины, куда она может попасть, лишь преодолев достаточно высокий барьер. Но на всей длине дислокационной петли обойти глубокие долины не удается. Более того, рельеф является в общем случае трехмерным, так что и для одной и той же дислокации при смене плоскости скольжения необходимо рассматривать его различные двумерные сечения.

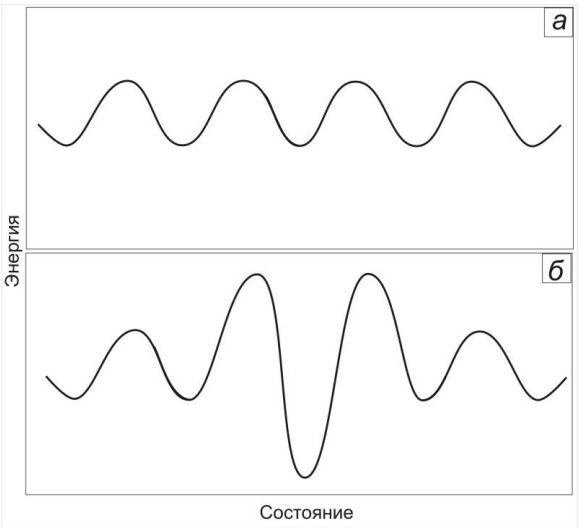


Рис.1. Схематическое изображение потенциального рельефа дислокации: однодолинный рельеф (*а*), двухдолинный рельеф (*б*).

Однодолинный потенциальный рельеф. Рассмотрим образование и распространение под действием внешнего напряжения σ двойного перегиба на дислокационном сегменте длиной L. Введем характерные времена: время t_1 ожидания появления двойного перегиба на сегменте длиной L и время t_L распространения двойного перегиба на длину L. Времена t_1 и t_L экспоненциально зависят от температуры, причем время t_L имеет более слабую температурную зависимость по сравнению с t_1. Учитывая это, а также разную зависимость t_1 и t_L от длины L дислокационного сегмента (t_1 обратно пропорционально, а время t_L пропорционально длине L) можно ожидать реализации одного из вариантов. В первом случае, когда $t_1 > t_L$, одиночные перегибы успевают разбежаться раньше, чем будет образован новый двойной перегиб на длине сегмента. Во втором случае, когда $t_1 < t_L$, на длине сегмента за время t_L разбегания первичных перегибов успевают возникнуть новые перегибы. В результате при однодолинном рельефе дислокация имеет либо прямолинейную форму (на некоторой большой длине L), либо кусочно-

прямолинейную форму, которая наблюдается как криволинейная из-за малой длины указанных сегментов. Можно полагать, что смена прямолинейных дислокаций на криволинейные, наблюдаемая в ОЦК металлах с ростом температуры, связана с изменением соотношения между характерными временами t_1 и t_L. Именно введение второго характерного времени t_L дает возможность объяснить указанную смену формы дислокации. Характерное время t_1 падает с ростом температуры, что, в конечном счете и определяет нормальный ход предела текучести $\sigma_y(T)$.

Двухдолинный потенциальный рельеф. Иная ситуация имеет место в случае двухдолинного потенциального рельефа, содержащего долины разной глубины, далее условно называемые мелкими и глубокими (рис. 1*б*). Это отражает наличие равновесных конфигураций дислокаций, которые имеют разную энергию, что, действительно, реализуется в интерметаллидах. При этом из энергетических соображений естественно считать, что высота барьеров, разделяющих мелкие долины, меньше, чем высота барьеров, разделяющих глубокую и мелкие долины. Можно полагать, что при низких температурах в рассматриваемых веществах с многодолинным рельефом образование и распространение перегибов на дислокациях ограничивается мелкими долинами, для которых остаются справедливыми приведенные выше соотношения между характерными временами. В результате должна наблюдаться нормальная температурная зависимость предела текучести $\sigma_y(T)$, связанная с характерным временем t_1. С ростом температуры для двухдолинного рельефа становится возможным выбрасывание двойного перегиба из мелкой долины в глубокую, требующее времени $t_2^{(sd)}$ (shallow–deep). Из-за упоминаемой выше разности в высоте барьеров, разделяющих долины, имеем:

$$t_2^{(sd)} >> t_1. \qquad (1)$$

По той же причине время $t_2^{(sd)}$ и время выхода из глубокой долины $t_2^{(ds)}$ связаны следующим соотношением:

$$t_2^{(sd)} << t_2^{(ds)}. \qquad (2)$$

Очевидно, что из-за большой величины $t_2^{(ds)}$ одиночные перегибы успевают разбежаться на допустимую в этом случае длину сегмента L раньше, чем будет образован новый двойной перегиб, т.е.

$$t_L << t_2^{(ds)}. \qquad (3)$$

Характерные времена $t_2^{(sd)}$ и $t_2^{(ds)}$ имеют экспоненциальную температурную зависимость с соответствующими энергиями активации $U_2^{(sd)}$ и $U_2^{(ds)}$:

$$U_2^{(sd)} < U_2^{(ds)}. \qquad (4)$$

Как следует из (2), должен существовать температурный интервал, внутри которого

$$t_2^{(sd)} << t_{obs} << t_2^{(ds)}. \qquad (5)$$

где время наблюдения $t_{obs} = \varepsilon / \dot{\varepsilon}$ (ε – степень деформации, $\dot{\varepsilon} = const$ – скорость деформации). Соотношения (5) означает, что за время нагружения дислокации успевают перейти из мелкой долины в глубокую, однако обратный переход оказывается невозможным. В этом случае $\sigma_y(T)$ растет с ростом температуры, т.е. имеет аномальную температурную зависимость, определяемую энергией активации $U_2^{(sd)}(\sigma)$. При этом, в соответствие с (3) будут наблюдаться только вытянутые вдоль некоторого выделенного направления прямолинейные дислокации, которые в соответствие с (2)

являются заблокированными. Поэтому, несмотря на удивительное сходство в дислокационной структуре ОЦК металлов при низкой температуре и интерметаллидов в области аномального хода $\sigma_y(T)$ (винтовые прямолинейные дислокации), поведение дислокаций является различным.

Вытягивание дислокации в отсутствие внешнего напряжения. Вытягивание дислокации вдоль определенного направления, как уже говорилось выше, осуществляется посредством рождения двойного перегиба и разбегания принадлежащих ему одиночных перегибов. На первый взгляд кажется очевидным, что для того, чтобы перегибы, будучи разноименными, могли бы преодолеть взаимное притяжение и разбежаться, необходимо внешнее напряжение. Однако, если рельеф содержит долины разной глубины, то возникает некоторая дополнительная движущая сила, которая делает возможным появление неустойчивой конфигурации, когда происходит разбегание перегибов и, соответственно, вытягивание дислокации при нулевом внешнем напряжении. Условие реализации при $\sigma=0$ процесса переброса из мелкой долины в глубокую, который приводит к автоблокировке дислокации, имеет вид:

$$\Delta E = E_0 - E_d > 0 \qquad (6)$$

где E_0 и E_d – энергии дислокации в мелкой и глубокой долинах соответственно (обе – на единицу длины дислокации). Очевидно, что указанная сила, которая содействует переходу из мелкой долины в глубокую, будет одновременно противодействовать обратному переходу. Можно показать, что при автоблокировке соотношения между характерными временами имеет вид, подобный (5). Однако в этом случае характерные времена определены при нулевом внешнем напряжении, а время наблюдения t_{obs} равно времени нагрева без нагрузки. В любом случае соотношение (5) между характерными временами описывает термоактивированный процесс образования неразрушаемых барьеров, хотя и происходящий при разных условиях.

Мы полагаем, что наблюдение или ненаблюдение автоблокировки дислокаций в различных материалах являются тем инструментом, который позволяет восстановить характер потенциального рельефа дислокаций: автоблокировка возможна только при наличии двух типов долин, имеющих различную глубину. Из наблюдения автоблокировки дислокаций в интерметаллидах ($Ni_3(Al,Nb)$, TiAl) и ненаблюдения в ОЦК металлах (Fe, Mo) можно сделать вывод о характере потенциального рельефа в исследуемых материалах: двухдолинном в интерметаллидах и однодолинном в ОЦК металлах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ гранты №07-03-00144, 07-03-96122, и проекта №27 Программы Президиума РАН.

Список литературы

1. Б.А. Гринберг, М.А. Иванов. ФММ, 2006, т.102, № 1, с.68-76.
2. Б.А. Гринберг, М.А. Иванов. ФММ, 2008, т.105, № 6, (в печати.)
3. B.A .Greenberg, M.A. Ivanov, O.V. Antonova, A.M. Patselov, A.V. Plotnikov. Israel Journal of Chemistry. 2007. V.47. №3.
4. B.A. Greenberg, M.A. Ivanov. WIT Transactions on Engineering Sciences, 2007, v. 57, pp. 51-60.
5. B.A. Greenberg, M.A. Ivanov, A.M. Patselov. TMS 2008 Annual Meeting Supplemental Proceedings, 2008, V.3, pp.165-170.

НАБЛЮДЕНИЕ (ИЛИ НЕНАБЛЮДЕНИЕ) АВТОБЛОКИРОВКИ ДИСЛОКАЦИЙ В РАЗЛИЧНЫХ МАТЕРИАЛАХ

Антонова О. В., Гринберг Б. А., Иванов М. А.*, Кругликов Н. А., Пацелов А. М.

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

Проведены эксперименты, состоящие из двух ступеней: пластическая деформация и последующий нагрев без нагрузки. Обе ступени проводились в широких температурных интервалах. Такие эксперименты были реализованы для интерметаллидов (Ni_3(Al, Nb) и TiAl) и для ОЦК металлов (Армко-Fe и Mo). Изучались два типа исходной дислокационной структуры, полученной после первой ступени: одна состояла из криволинейных дислокаций, другая – из прямолинейных. Целью исследования было выяснить, какие изменения происходят для каждого типа дислокационной структуры на второй ступени, и в каких случаях происходит блокировка в отсутствие внешнего напряжения, т.е. автоблокировка. Для интерметаллидов обе ступени проводились при температурах как ниже, так и выше температуры T_{max} пика предела текучести $\sigma_y(T)$.

Ni_3(Al, Nb). Обнаружено, что в результате нагрева без нагрузки после предварительной как низкотемпературной (НТ), так и высокотемпературной (ВТ) деформации $[\bar{2}51]$ монокристаллов дислокационные барьеры образуются, но не разрушаются. Наблюдалось вытягивание дислокаций вдоль выделенного направления типа <101>, являющегося линией пересечения октаэдрической и кубической плоскостей скольжения. Путем подбора температуры нагрева и его продолжительности после предварительной НТ деформации (рис. 1*а*), удалось наблюдать начальные стадии вытягивания сверхдислокации вдоль выделенного направления: отчетливо виден переход от криволинейного сегмента к прямолинейному (рис. 1*б*).

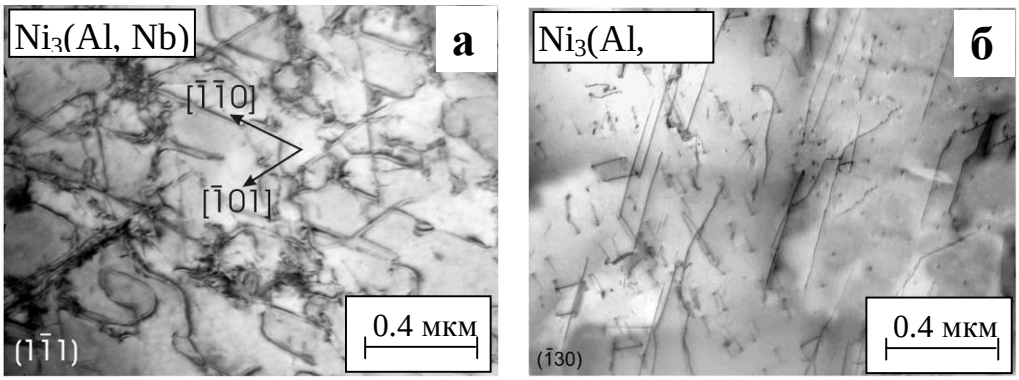


Рис. 1. Ni_3(Al, Nb): *а* – деформация при –196°C; *б* – нагрев при 100°C, 10 мин.

Кроме экспериментов, включающих НТ и ВТ деформацию, проводился эксперимент, при котором для первой ступени использовались промежуточные температуры из области аномального хода $\sigma_y(T)$. Обнаружено, что наблюдаемая после первой ступени дислокационная структура, состоящая из заблокированных сверхдислокаций (рис. 2*а*), не меняется при переходе ко второй ступени (рис. 2*б*).

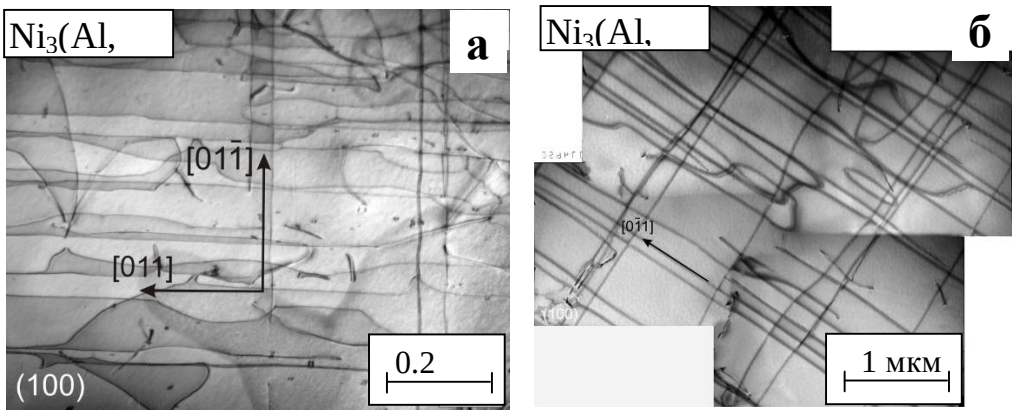


Рис.2. Ni_3(Al, Nb): *а* – деформация при 300°С; *б* – нагрев при 800°С, 20 мин.

TiAl. Предварительная деформация проводилась при комнатной температуре, нагрев без нагрузки – при температурах, как ниже, так и выше температуры T_{max}. Исходная дислокационная структура состояла из криволинейных дислокаций (рис. 3*а*). Зафиксированы начальные стадии вытягивания одиночных дислокации вдоль выделенного направления, параллельного их вектору Бюргерса, и последующее образование длинных заблокированных дислокаций. Обнаружена автоблокировка дислокаций всех трех типов: одиночных дислокаций (рис. 3*б*) и сверхдислокаций с векторами Бюргерса <101] и 1/2<112].

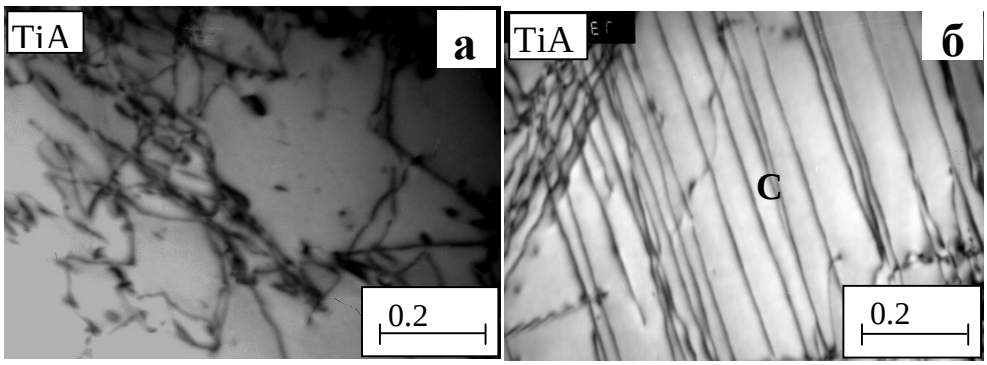


Рис.3. TiAl: *а* – деформация при комнатной температуре; *б* – нагрев при 400°С, 40 мин.

Кроме того, предварительная деформация проводилась при температуре из области аномального хода $\sigma_y(T)$ сплава TiAl. Наблюдались прямолинейные заблокированные дислокации. При последующем нагреве без нагрузки дислокационная структура практически сохраняется.

Fe, Mo. Дислокационная структура, полученная при деформации при комнатной температуре, состояла из криволинейных дислокаций (рис. 4*а, б*). При последующем нагреве дислокации остались криволинейными, т.е. автоблокировка не была обнаружена (рис. 4*в-е*). Дислокационная структура, полученная при деформации при -196°С, содержала прямолинейные дислокации. При последующем нагреве они превратились в криволинейные.

Из наблюдения автоблокировки дислокаций в интерметаллидах (Ni_3(Al,Nb), TiAl) и ненаблюдения в ОЦК металлах (Fe, Mo) можно сделать вывод о характере потенциального рельефа в исследуемых материалах: двухдолинном в интерметаллидах и однодолинном в ОЦК металлах.

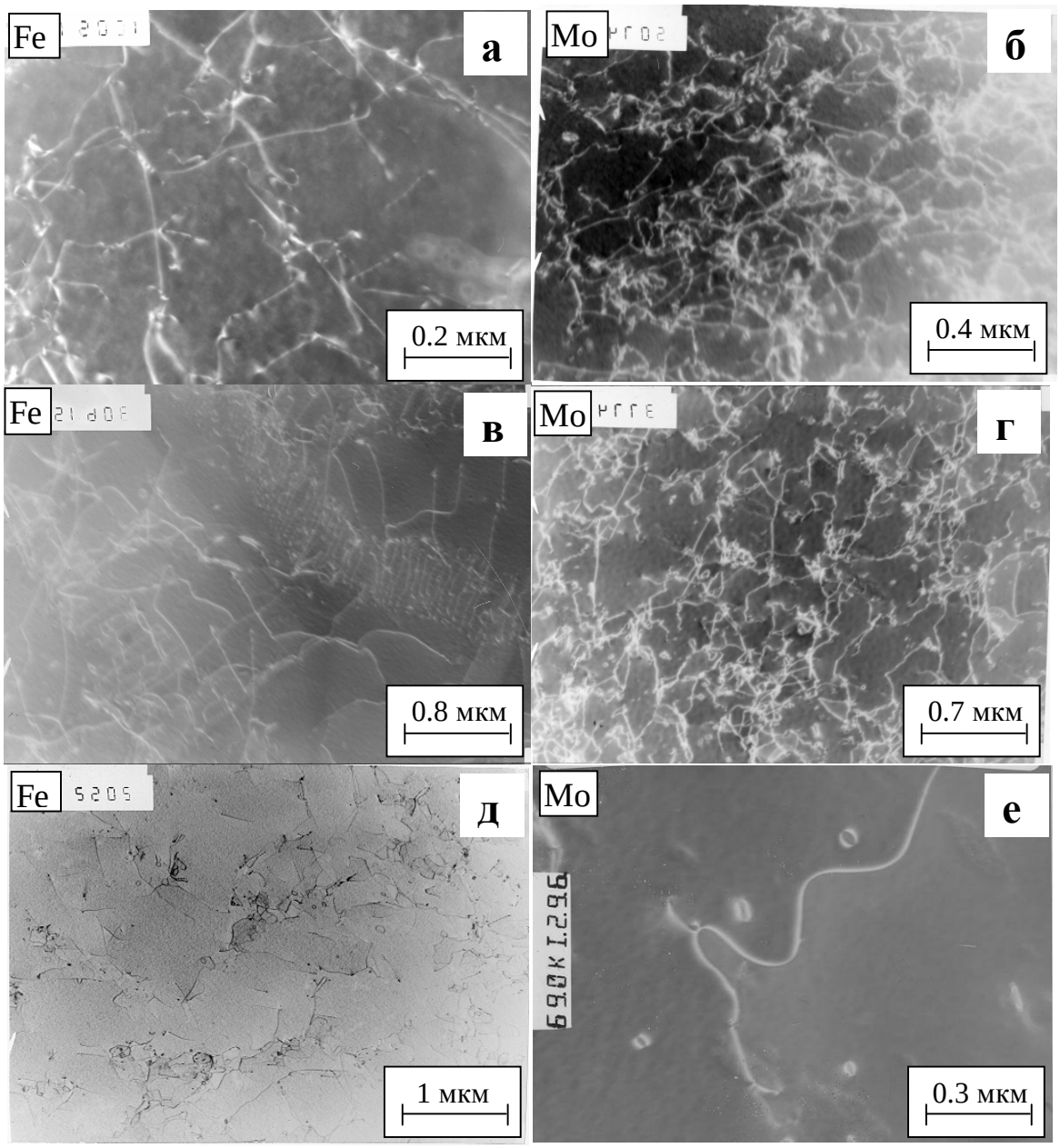


Рис. 4. Fe: *а* – деформация при комнатной температуре; *в* –нагрев при 200°С, 1 час, *д* – при 400^0С, 0.5 часа; Mo: *г* – деформация при комнатной температуре; *д* – нагрев при 500°С, 1час, *е* – при 900^0С, 1 час.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ гранты №07-03-00144, 07-03-96122, проекта №27 Программы Президиума РАН и Фонда содействия отечественной науке.

Список литературы

1. Б.А. Гринберг, О.В. Антонова, М.А. Иванов, и др. ФММ, 2006, т.102, № 1, с.77
2. А.М. Пацелов, О.В. Антонова, Б.А. Гринберг, и др. ФММ, 2007, т.104, № 5, с.534.
3. Б.А. Гринберг, О.В. Антонова, Н.А. Кругликов, и др. ФММ, 2008, т.105, № 5(в печати)

ОЦЕНКА ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВОДОРОДАККУМУЛИРУЮЩИХ МАТЕРАЛОВ

Мордовин В. П., Прохоров А. И., Куцев С. В.*, Калмакова А. В., Узинцев О. Е., Булычев С. И., Алехин В. П., Капранова В. И.

Московский государственный индустриальный университет (МГИУ)
a_prokhorov82@mail.ru
** Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова (ИМЕТ РАН)*

В процессе циклирования водородаккумулирующих материалов (ВАМ) в режиме «сорбция – десорбция водорода» происходит их диспергирование, приводящее к ухудшению их эксплуатационных свойств. Связано это со снижением теплопроводности рабочего вещества, что тормозит процессы сорбции и десорбции водорода, а также с засорением трубопроводов мелкими частицами.

На диспергирование влияют как внешние факторы (давление водорода, температура, число циклов), так и внутренние (модуль упругости, прочность, пластичность и др.), определяющие физико-механическое состояние материала.

В данной работе были определены некоторые физико-механические свойства интерметаллидов $LaNi_5$, TiFe и композита $LaNi_5$–Al (20 мас. %).

Высокая хрупкость исследуемых интерметаллидов, особенно $LaNi_5$, исключала возможность их аттестации традиционными способами. Поэтому в данной работе для решения этой проблемы применен метод кинетического микроиндентирования [1, 2]. Также известна методика такой оценки способом микровдавливания индентора и измерения при этом твердости H и длины трещин c в зоне отпечатка. Результаты оценки выражают в виде значения вязкости разрушения K_{1C} [2, 3].

Исследования по индентированию проводились с применением специального автоматизированного комплекса, разработанного в МГИУ. Основную часть свойств представляли в специальном паспорте на исследуемый материал.

На рис. 1 приведен в качестве примера такой паспорт для интерметаллида $LaNi_5$.

Для определения K_{1C} для $LaNi_5$ была использована формула:

$$K_{1C} = 0,067 \cdot Ha^{1/2} \left(E/H\right)^{0,4} \cdot \left(a/c\right)^{3/2},$$

где a – радиус круглого отпечатка, эквивалентный квадратному из условия равенства их площадей; c – длина трещины в отсчете от контура квадратного отпечатка; H – твердость; E – модуль Юнга [3].

Расчеты показали, что для $LaNi_5$ $K_{1C} = 4,54 МПа \cdot м^{1/2}$, что по порядку величины соответствует хрупким Si и Ge.

Для интерметаллида TiFe и композита $LaNi_5$-Al (20 мас. %) определить K_{1C} не удалось. При индентировании TiFe трещины не возникали даже при нагрузке 9,8 Н (для $LaNi_5$ использовали нагрузку 0,3 Н). При индентировании композита $LaNi_5$-Al (20 мас. %) трещины могли образовываться только при попадании индентора в частицу $LaNi_5$ и поэтому такие трещины не являлись представительными.

На рис. 2 показана зависимость $\ln \dot{\varepsilon} - H$ для TiFe, автоматически построенная комплексом в процессе индентирования, где $\dot{\varepsilon}$ – скорость деформации.

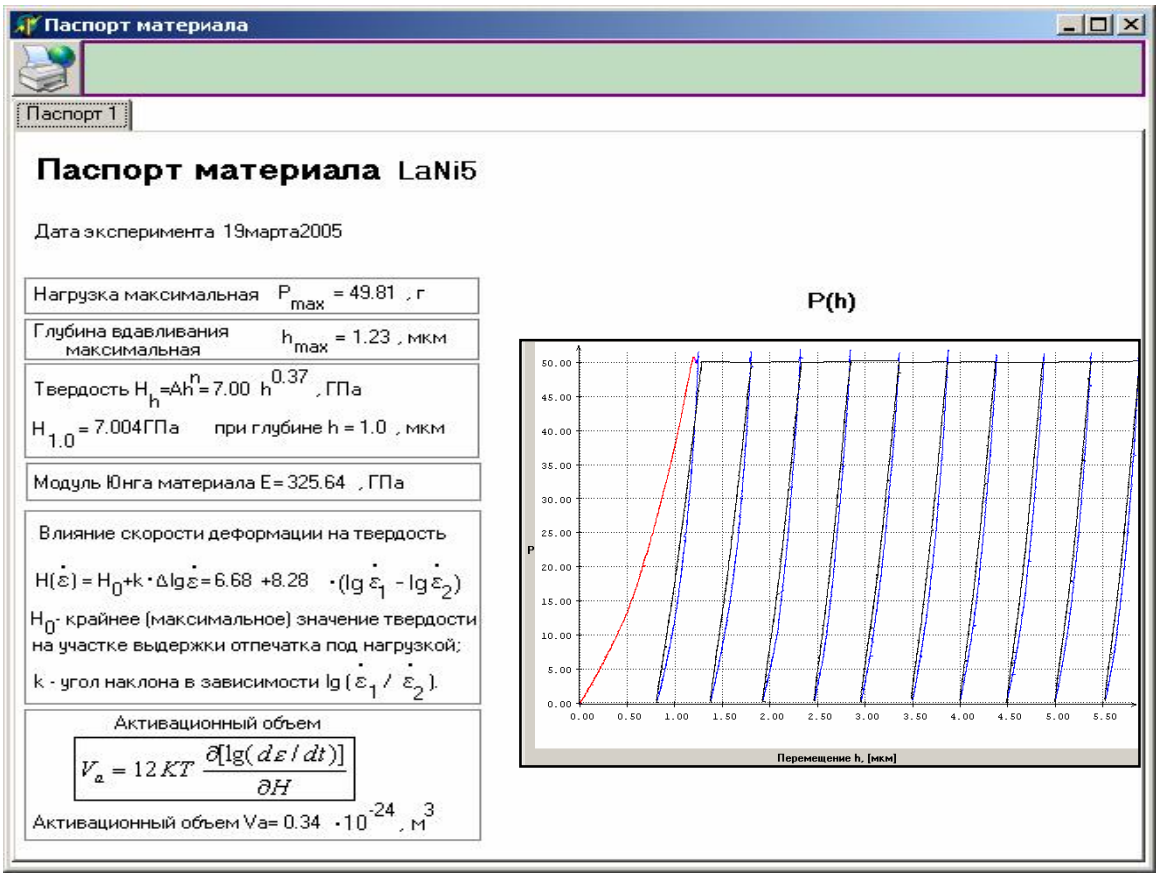


Рис. 1. Паспорт интерметаллида $LaNi_5$

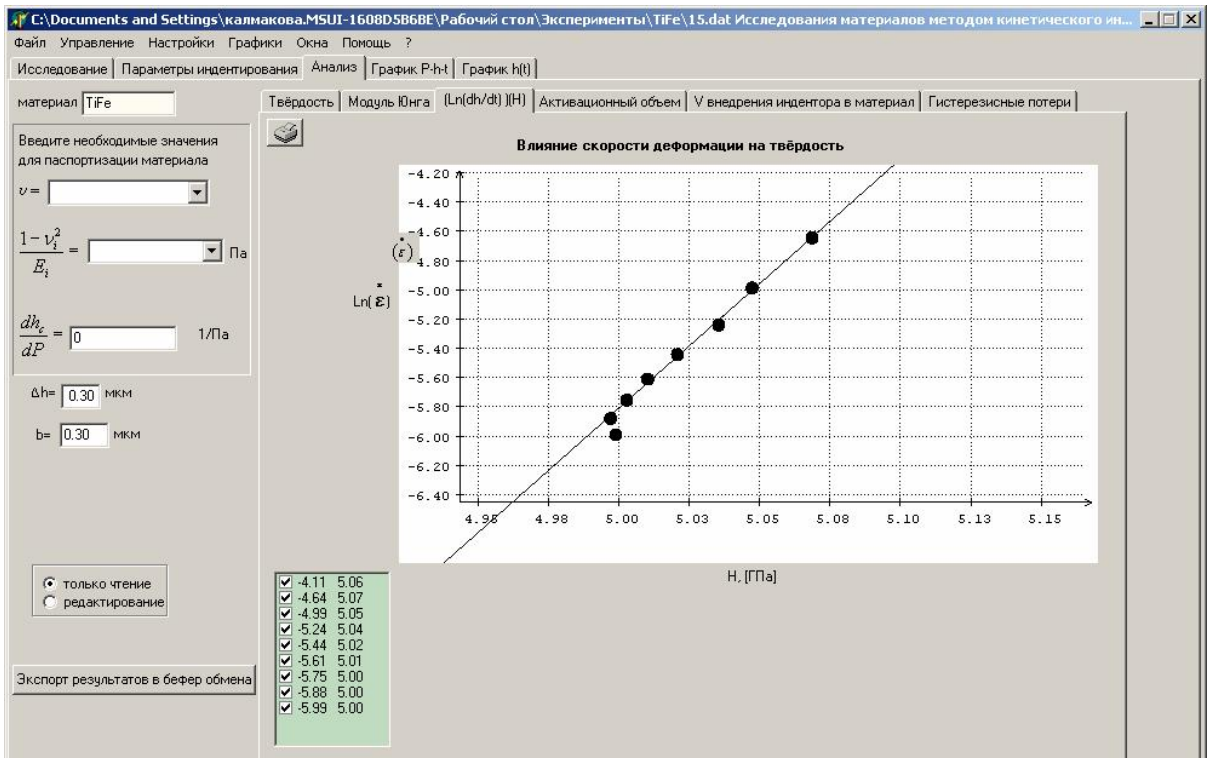


Рис. 2. Полулогарифмическая зависимость твердости от скорости деформации для TiFe

Угол наклона этой линейной зависимости к горизонтальной оси определяет чувствительность материала к скорости деформации. При более пологой прямой материал при одном и том же увеличении скорости деформации будет иметь большее приращение твердости, а следовательно и большее значение приращения напряжений. Такой материал будет менее устойчивым к динамическим нагрузкам, что проявляется в его охрупчивании при таком воздействии и увеличении вероятности появления трещин.

Таким образом, угол наклона α этой прямой к горизонтальной оси или $\mathrm{tg}\,\alpha$ могут характеризовать устойчивость материала к динамическим нагрузкам: при более высоких значениях α или $\mathrm{tg}\,\alpha$ устойчивость материала к динамическим нагрузкам будет увеличиваться.

В этом же направлении характеризует материал и активационный объем V_a.

В табл. 1 приведены значения V_a, взятые из соответствующих паспортов на материалы, и $\mathrm{tg}\,\alpha$ для $LaNi_5$, $LaNi_5$-Al (20 мас. %) и TiFe.

Таблица 1. **Активационные объемы V_a и $\mathrm{tg}\,\alpha$ для ВАМ**

Материал / Параметр	$LaNi_5$	$LaNi_5$-Al (20 мас. %)	TiFe
V_a, $10^{-24}\,м^3$	0,34	0,64	0,51
$\mathrm{tg}\,\alpha$, $\frac{\Delta(\ln \&)}{\Delta H}$	0,459	0,926	0,898

Из таблицы видно, что соединение $LaNi_5$, образующее трещины при нагрузке 0,3 Н, характеризуется наименьшими значениями V_a и $\mathrm{tg}\,\alpha$. Сплав TiFe имеет в 1,5 раза больше V_a и примерно в 2 раза больше $\mathrm{tg}\,\alpha$, чем у $LaNi_5$, и трещин не образует даже при нагрузке 9,8 Н. Эти значения для TiFe близки к аналогичным значениям для композита $LaNi_5$–Al (20 мас. %), который характеризуется повышенной стабильностью при циклировании в режиме «сорбция – десорбция водорода».

Таким образом, параметры V_a и $\mathrm{tg}\,\alpha$, определяемые методом кинетического индентирования, являются полезными для оценки поведения ВАМ при циклировании и, что особенно важно, для прогноза такого поведения без проведения самого циклирования.

В более широком смысле эти параметры могут быть удобны для экспресс-оценки чувствительности различных материалов к скорости деформации, к динамическому нагружению.

Список литературы

1. Булычев С.И., Алехин В.П. Испытание материалов непрерывным вдавливанием индентора. М.: Машиностроение, 1990. – 224 с.
2. Федосов С.А., Пешек Л. Определение механических свойств материалов микроиндентированием: Современные зарубежные методики. М.: Физический факультет МГУ, 2004. – 100 с.
3. Niihara K., Morena R., Hasselman P. H. J. Mater. Sci. Lett., **1** (1982) 13.

ФРАКТАЛЫ И РАЗРУШЕНИЕ МЕТАЛЛОВ С ТРЕЩИНАМИ

Капранова А. И., Прохоров А. И.,. Алехин В. П.

Московский Государственный Индустриальный Университет
Kai@ultra.imet.ac.ru

В металлах с мелкозернистой структурой критическая сила растяжения трещины быстро возрастает (быстрее, чем следует из соотношения Петча–Холла) из-за увеличения истинной площади нерегулярной поверхности трещин.
Поверхность трещины, образующейся после отрыва, весьма неровна и иррегулярна, так как размеры и ориентация зерен во многих поликристаллических материалах «нерегулярны» (распределение примесей, дефектов и других источников внутренних напряжений также «нерегулярно»).

Критическая сила растяжения трещины

В теории Гриффитса идеально упругого разрушения для разрыва необходимо превзойти работу $2\gamma_s$, которую требуется совершить для разделения двух поверхностей. В теории Ирвина критическая скорость высвобождения энергии деформации G_c, т е. критическую силу растяжения трещины, можно записать в виде

$$G_c = 2\gamma_s \text{ (при хрупком разрушении)}, \quad (1)$$

$$G_c = 2\gamma_s + 2\gamma_p \text{ (при квазихрупком разрушении)}, \quad (2)$$

где γ_p – энергия, затрачиваемая на работу пластической деформации, необходимую для создания неустойчивого распространения трещины на ее концах. Истинные площади поверхностей трещин металла больше, чем данные, получаемые с помощью макроскопических измерений. Площадь поверхности трещины на единицу толщины образца составляет величину $(L(\varepsilon)/L_0(\varepsilon))*1$. Следовательно, вместо соотношений (1) и (2) мы получаем соотношения:

$$G_c = 2(L(\varepsilon)/L_0(\varepsilon))\gamma_s, \quad (3)$$

$$G_c = 2(\omega-a)^{-1}(L_1(\varepsilon_1) + L_2(\varepsilon_2))\gamma_s + \gamma_p, \quad (4)$$

где ε_i – масштабы длин.

Фрактальная модель межкристаллитных поверхностей при хрупком разрушении металлов

В случае межкристаллитного разрушения трещина распространяется вдоль зигзагообразных границ зерен. В более мелком масштабе трещина распространяется вдоль более мелких зигзагообразных границ субзерен. В более крупном масштабе трещина распространяется по более крупному слабому проходу в направлении, близком к генеральному направлению распространения трещин. Такой проход образуют нерегулярные распределения кластеров вакансий, микропустоты, включения, микротрещины и т.д. Все перечисленные нами поверхности нерегулярны, их можно считать автомодельными и, следовательно, моделировать с помощью фракталов (рис. 1.).

Существуют две формы межкристаллитного хрупкого разрушения (рис.2, *а* и *б*). Их фрактальные размеры можно определить с помощью формального определения

$$D = \log N/\log(1/r), \quad (5)$$

где $N = L_i / \varepsilon_{0i}$, $r = \varepsilon_{0i} / L_{0i}$ (см. рис.2)
A $N = 2$, $r = 1/1{,}732$, $D = 1, 2, 6$
B $N = 4$, $r = 1/3$, $D = 1, 2, 6$

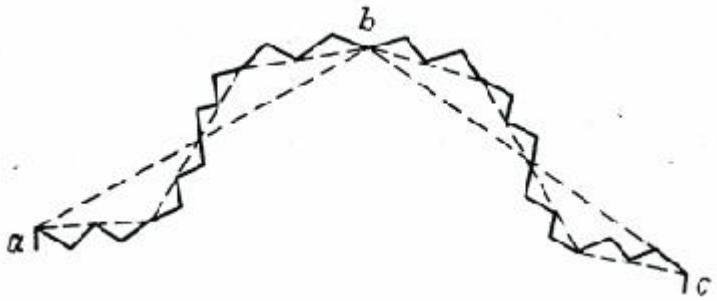


Рис.1. Все более мелкие зигзагообразные трещины, образующиеся в фрактальной модели металла.

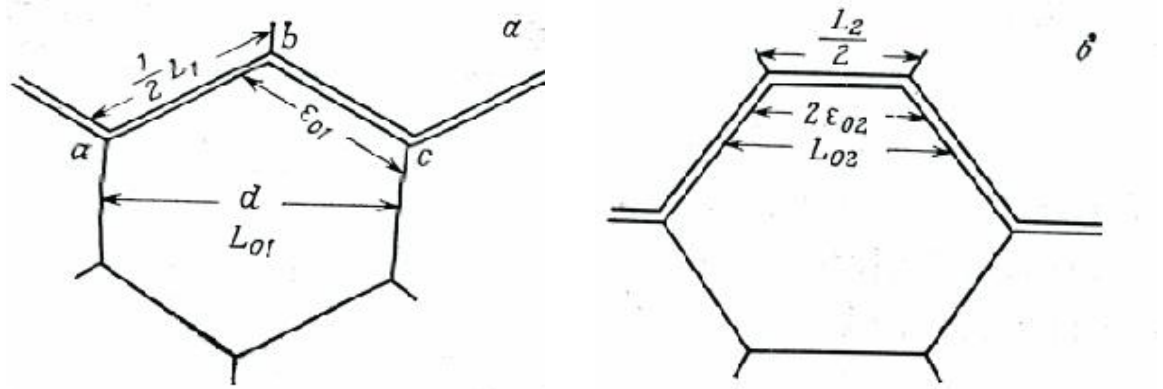


Рис. 2. Межкристаллитное хрупкое разрушение.

Фрактальные размерности обеих форм одинаковы и равны 1, 2, 6, но размеры зерен различны. Размер зерна d определяется выражением

$$d = L_{01} = 1{,}73\varepsilon_{01} = 3{,}46\varepsilon_{02}, \qquad (6)$$

где $L_1 = 2\varepsilon_{01}$, $L_{01} = 1{,}73\varepsilon_{01}$, , $L_2 = 4\varepsilon_{02}$, $L_{02} = 3\varepsilon_{02}$. Из соотношения (3) получаем

$$G_c = 2\gamma_s(L_i/L_{i0}) = 2\gamma_s(L_{i0}/\varepsilon_{0i})^{D-1} \qquad (7)$$

A $G_c = 1{,}73^{0,26} * 2\gamma_s$
B $G_c = 3^{0,26} * 2\gamma_s$

Нетрудно видеть, что в случае А образование поверхности трещин требует меньших затрат энергии, чем в случае В и поэтому предпочтительнее. С учетом этого в основу фрактальной модели в нашей работе положен случай а).

С уменьшением размера зерна истинная площадь поверхности по трещины все увеличивается. По Мандельброту

$$L_i(\varepsilon_i) \sim F\varepsilon_i^{1-D} \quad F = (L_0)^D \qquad (8)$$

$$G_c = 2\gamma_s(L_i/L_0) = 2\gamma_s F (L_0)^{-1}(\varepsilon_i)^{1-D} \sim d^{-0,26} * 2\gamma_s$$

Заметим, что $F\,(L_0)^{-1}$~1 и $1{,}73^{0{,}26}$~1,1.

Если L_0 выбрать за единицу длины, например L_0 = 1 см, следовательно

$G_c = 2\gamma_s * 10, 96$ (при $d = 10^{-4}$ см)

$G_c = 2\gamma_s * 20$ (при $d = 10^{-5}$ см)

$G_c = 2\gamma_s * 36, 3$ (при $d = 10^{-6}$ см)

Член, связанный с γ_s в соотношении (2), теперь сравним по порядку величины с членом, связанным с γ_p (обычно $\gamma_p > 10\gamma_s$) при хрупком разрушении, или меньше его, но еще не достаточно велик, чтобы повысить сопротивление материала разрушению. Возможно, в этом заключается одна из причин того, почему поверхностные энергии металлов, оцениваемые измерениями низкотемпературного хрупкого разрушения, неизменно оказываются более высокими, чем энергии, получаемые другими методами.

Список литературы

1. Mandelbrot B B Passoja D. E. Paullay Nature, 308, 721 (1984)
2. Mandelbrot B B The Fractal Geometry of Nature, Freeman, San-Francisco, 1983 p. 25, 29, 469
3. Knott J. F., Fundamentals of Fracture Mechanics, Butterworth, 1976 p. 109.

СТРУКТУРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВРЕЖДАЕМОСТИ ЖЕЛЕЗО-УГЛЕРОДИСТЫХ СПЛАВОВ

Чуканов А. Н.

Тульский государственный университет,
alexchukanov@yandex.ru)

Введение. Исследовать дефекты поврежденности в объеме материала сложно из-за малых размеров и вероятностного характера распределения. Удобнее проводить структурное моделирование повреждаемости, анализируя свойства материалов, имитирующих среды с дефектами поврежденности. Подобными материалами могут служить серые чугуны с графитными включениями различной компактности.

Цель работы – оценить эффективность структурного моделирования поврежденности сплавов системы Fe–C с помощью серых чугунов с графитными включениями разной геометрии. Процессы, деградации и деструкции – как основа повреждаемости – контролируются динамикой дефектов кристаллического строения, которая давно и с успехом исследуется методом внутреннего трения (ВТ) [1]. Основными наблюдавшимися в работе неупругими эффектами были: 1) водородная релаксация Снука–Кёстера; 2) изменение динамики дислокаций в локальных зонах концентрации напряжений (ЛЗКН)-деструкционный эффект; 3) эффект Снука 4) дислокационно-примесное взаимодействие (максимумы Снука–Кестера), 5) затухание, вызываемое фазовыми превращениями.

Серые чугуны – известный материал высокого демпфирования. Управление его уровнем – самостоятельная задача. Дополнительно уточняли роль матрицы и графита в рассеянии энергии. Измерения ВТ проводили на серых чугунах (СЧ, КЧ) с ферритной, ферритно-перлитной, перлитной матрицей, а также, на деформированных и коррозионно-поврежденных сталях 20 и Ст3. Критерием эффективности структурно-

го моделирования являлась идентичность вида и термоактивационных параметров температурных зависимостей ВТ (ТЗВТ) серых чугунов и поврежденных сталей.

Результаты эксперимента. На ТЗВТ чугунов (рис. 1) фиксировали шесть максимумов: низкотемпературный максимум Снука–Кестера (1), связанный с наличием водорода. Аналогичные максимумы фиксировали в сталях поврежденных в водородосодержащих средах [2,3].

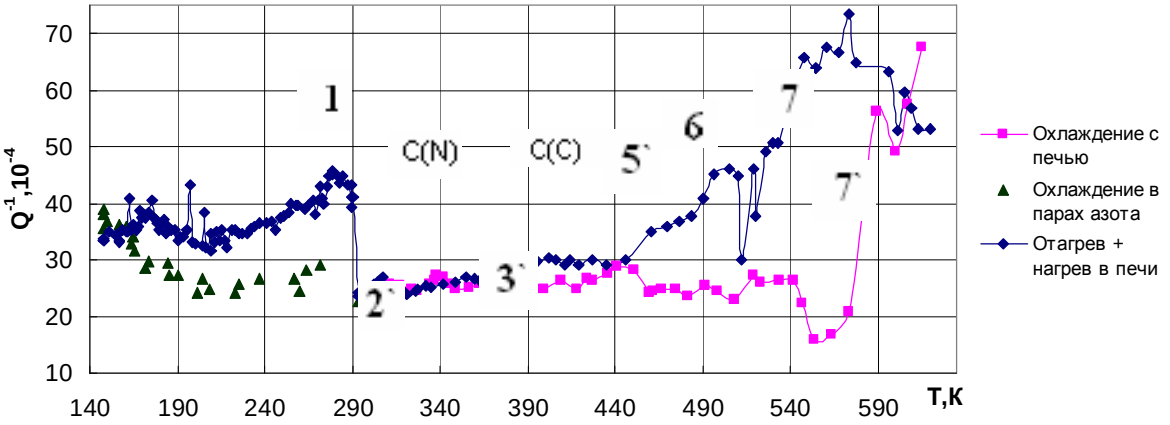


Рис. 1. Типичная ТЗВТ при отогреве и нагреве в печи (чугун СЧ после закалки 850 ^0C, 10 мин.)

В диапазоне – 296…312 *К* для всех чугунов наблюдали максимум 2, природа которого аналогична деструкционному максимуму ВТ в поврежденных сталях и отражает изменение дислокационной динамики в ЛЗКН у графитных включений, моделирующих трещины. На головных дислокациях взаимодействующих дилокационных скоплений в ЛЗКН образовывались термофлуктуационные перегибы *s*-типа с превалирующими винтовыми участками [1]. Энергия активации *U* ~ 55–69 кДж/моль. В диапазоне 316…341 *К* фиксировали аналогичный максимум (2). Его температурное положение и энергия активации соответствуют параметрам неупругого эффекта в деформационно поврежденных сталях при образовании перегибов *e* - типа (с превалирующими смешанными участками) на головных дислокациях в ЛЗКН[1, 4]. *U* = 68–73 кДж/моль. В диапазоне 357…402 К наблюдали максимум Снука (3), имеющий две составляющие: азотную и углеродную. *U* = 79–86 кДж/моль. В интервале 420…450 *К* – регистрировали пик (5), обусловленный диффузией углерода в твердом растворе в решетке мартенсита. Подобные пики фиксировали на всех чугунах после закалки. В диапазоне 568…597 *К* взаимодействие дислокаций с растворенными точечными дефектами вызывает появление пиков (6,7) Снука–Кестера (СК) *U* = 112–126 кДж/моль.

Термообработка подчеркнула процессы, формирующие перечисленные максимумы. Закалка чугунов стимулировала развитие деструкционного и снуковского максимумов за счет роста микроискажений и концентрации примесей внедрения в твердом растворе. Отжиг – снижал высоту указанных максимумов, отражая релаксацию внутренних напряжений и диффузию примесей к дислокациям и их блокировку. Перечисленные процессы подтверждались изменением параметров максимума Снука–Кестера.

Металлографический анализ существенно дополнил исследования. Типичная микроструктура изученных серых чугунов представлена на рис. 2 и 3.

Рис. 2. Серый чугун (СЧ). Исходное состояние после измерения ТЗВТ. Ферритная матрица (х200).

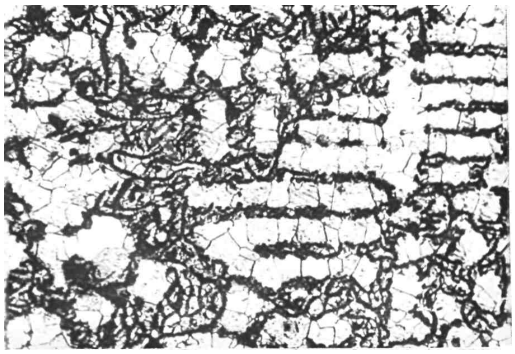


Рис. 3. Серый чугун (СЧ). После отжига ($t_{отж.}$ = 850 ^{0}С; τ = 1 час.) и измерения ТЗВТ. Протравлен (ферритная матрица) (х200).

Пластинчатая форма графитных включений в серых чугунах (СЧ) (рис. 2) обеспечила максимальную концентрацию напряжений у торцов пластин. Данные ВТ, полученные в работе, подтверждают это.

Сравнение ТЗВТ чугунов с разной структурой матрицы показало, что в СЧ с ферритоперлитной матрицей фиксируется самый большой деструкционный максимум, индуцированный локальными напряжениями. Этот результат подтверждает гипотезу о превалирующей роли именно микроструктуры в общем рассеянии в чугунах. Чем выше в сером чугуне соотношение жесткостей графитной и матричной фазы, тем сильнее выражен деструкционный максимум. Факт фиксации деструкционных максимумов после отжига связали с изменением микроструктуры чугунов. Крупные пластины графита, имевшиеся в исходном состоянии (рис. 2), трансформировались в ходе отжига во включения вермикулярной формы значительно меньшего размера (рис. 3).

Отжиг формировал из хаотических включений упорядоченную структуру с «ферритными дендритами», окаймлёнными включениями вермикулярного графита. Способность к рассеянию такой диссипативной структуры нового типа выше исходной. Можно говорить о чугунах в исходном и отожженном состояниях, как о различных диссипативных системах. В каждой из них графитные включения играют роль концентраторов напряжений, стимулирующих дислокационную динамику. В СЧ с пластинчатым графитом это процесс менее выражен за счет слабо развитой поверхности (рис. 2). Структурированная система с вермикулярным графитом – композиционный материал с большей площадью включений и высокими диссипативными свойствами (рис. 3). Температурный спектр ВТ позволяет четко отслеживать указанные факты.

Для сравнения ТЗВТ чугунов и сталей использовали данные, полученные на наводороженных образцах стали Ст3 и деформированной стали 20. На ТЗВТ стали Ст3 (рис.4) фиксировали четыре максимума: «водородный» максимум Снука-Кестера (1) $T_m \sim 200$ *K*, U = 12,52 кДж/моль. Деструкционный максимум, связанный с образованием перегибов *s*-типа на головных дислокациях в ЛЗКН ($Д_s$) T_{max} = 310 *K*, U = 69,46 кДж/моль. Деструкционный максимум $Д_e$ типа с эффективными краевыми компонентами перегибов (3), T_m = 356 *K*, U = 61,13 кДж/моль. Максимум Снука (4) T_m = 390 *K*, U = 58,34 Дж/моль.

Очевидно, что совпадают как температурные диапазоны, так и энергии активации перечисленных эффектов в чугунах и коррозионно поврежденной стали.

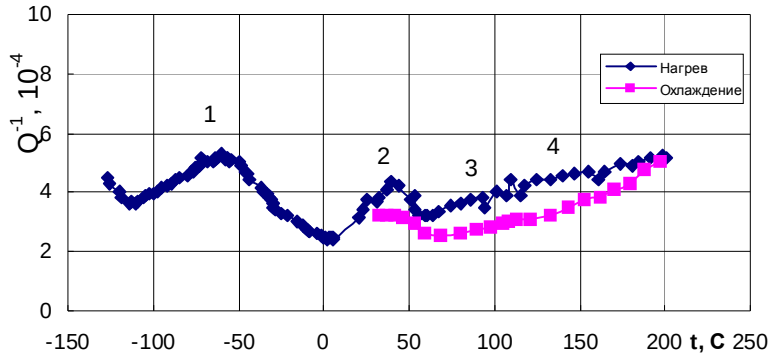


Рис. 4. ТЗВТ стали Ст 3 после наводороживания путем катодной поляризации (плотность тока j = 15 мА/см^2, длительность τ = 10 ч).

На ТЗВТ деформированной стали 20 (рис. 5) наблюдали два максимума в диапазонах 50…150 °*C* и 210…360 °*C*, соответственно, максимум 1 и 2 (рис. 4). Компьютерный анализ выявил две составляющие пика 1: деструкционный максимум (1*A*) и максимум Снука (1*B*) [4].

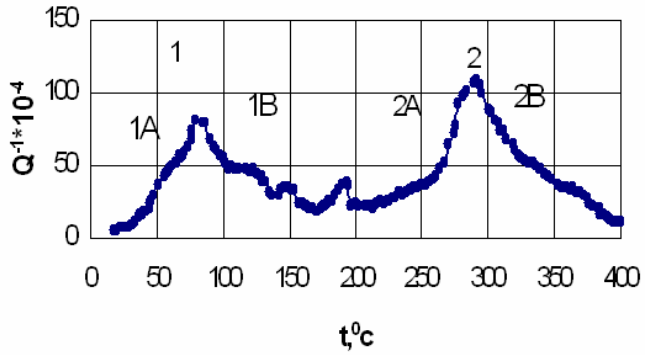


Рис. 5. ТЗВТ деформированной стали 20 (ε = 2,7%, нагрев).

Максимум Снука–Кестера (2) также имеет сложную природу. Компьютерное разделение Р2 выделило два образующих его максимума *2A* и *2B* (азотный и углеродный соответственно): *2A*: $t_m \sim 260\ ^0C$, $Q^{-1}{}_m \sim 120 \cdot 10^{-4}$; *2B*: $t_m \sim 320$ °*C*, $Q^{-1}{}_m \sim 90 \cdot 10^{-4}$.

Прослеживается четкое соответствие термоактивационных характеристик максимумов в чугунах и сталях вне зависимости от внешнего воздействия. Спектр ВТ в серых чугунах и поврежденных углеродистых сталях формируется схожими процессами. Можно говорить о эффективности структурного моделирования повреждаемости сплавов системы *Fe-C* на базе серых чугунов.

Список литературы

1. Левин Д.М., Чуканов А.Н. // Известия РАН. Серия физическая.-2005.-Т.69 -. № 8 .- С. 1201 – 1205.
2. Чуканов А.Н., Левин Д.М.//XVII Петербургские Чтения по проблемам прочности. Сб. матер., Ч.I.- СПб., 2007.- С.157-159.
3. Чуканов А.Н. // Известия ТулГУ. Серия: Физика.-2006.-№ 6.-С. 203-211.
4. Чуканов А.Н., Левин Д.М. //Deformation & Fracture of Materials -DFM2006/Book of articles – Moscow: Interkontakt Nauka, 2006, P. 747-750.

УПРУГОСТЬ И НЕУПРУГОСТЬ БИОМОРФНОГО КОМПОЗИТА SiC/Si НА ОСНОВЕ ДЕРЕВА САПЕЛИ

Кардашев Б. К., Орлова Т. С., Смирнов Б. И., de Arellano-Lopez A. R. *, Martinez-Fernandez J. *

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия
** Universidad de Sevilla, Sevilla, Spain*
smir.bi@mail.ioffe.ru

В настоящей работе продолжены исследования [1–4], посвященные изучению упругих и неупругих свойств биоморфных композитов SiC/Si, создаваемых на основе различных пород дерева. Процесс изготовления композитов включает в себя инфильтрацию расплавленного кремния в пористую углеродную матрицу, которая получается в результате пиролиза древесины при высоких температурах [5].

Индивидуальная биологически сложная ячеистая структура древесины, содержащая вытянутые преимущественно вдоль направления роста дерева каналы, сохраняется после пиролиза и в биоуглеродной матрице. В ней наблюдается два вида пустых каналов [6]: больших поперечных размеров от 30 мкм (для бука) до 100 мкм (для сапели) и малых поперечных размеров (~ 5–10 мкм). Суммарно объемная доля всех пор составляет ~ 37, 43 и 66%, соответственно, для эвкалипта, бука и сапели. Однако матрица из сапели отличается тем, что в ней по сравнению с эвкалиптом и буком определяющую роль в пористости (более 80%) играют поры малого размера.

Окончательная структура композита SiC/Si представляет собой кубический карбид кремния (3C–SiC), повторяющий характерную для каждой породы дерева ячеистую канальную структуру, в которой карбид кремния, пустые каналы и каналы, заполненные избыточным кремнием, вытянуты вдоль направления роста дерева. Отмечается также присутствие небольшого количества оставшегося углерода (не более 4 масс.% [5]). Таким образом, в зависимости от сорта дерева и технологических условий инфильтрации Si можно получать разнообразные биоморфные композиты SiC/Si, обладающие интересными физико-механическими свойствами и нашедшие уже достаточно широкое практическое применение.

В настоящей работе проведены исследования упругих и неупругих свойств не изучавшихся ранее композитов SiC/Si, приготовленных на основе сапели. Полученные результаты сопоставляются с данными для изученных ранее подобных композитов на основе эвкалипта и бука [2–4].

1. Образцы и методика эксперимента

Образцы для акустических исследований имели форму прямоугольных стержней сечением ~(4×4) мм^2 длиной около 50 мм, ориентированных вдоль направления роста дерева. Измерения проводились резонансным методом составного пьезоэлектрического вибратора [7]. В образце, приклеенном к кварцу, возбуждалась продольная стоячая волна. Длины полуволновых стержней исследуемого образца и кварцевого преобразователя подбирались так, чтобы резонансная частота колебаний составного вибратора равнялась ~100 кГц. Измерения модуля Юнга E и декремента δ проводились последовательно при увеличении и уменьшении амплитуды колебательной деформации ε в диапазоне от ~$5\cdot10^{-7}$ до ~$2\cdot10^{-4}$.

Процедура акустических измерений, как и в [2–4], была следующей. Вначале на свежеприготовленном образце, находившемся длительное время после изготовления

на воздухе при атмосферном давлении и комнатной температуре, измерялись амплитудные зависимости $E(\varepsilon)$ и $\delta(\varepsilon)$. Затем составной вибратор помещался в вакуумную камеру, и все последующие измерения $E(\varepsilon)$ и $\delta(\varepsilon)$ проводились в вакууме (~10^{-3} мм Hg) при постоянной величине $\varepsilon = 5 \cdot 10^{-7}$. Из зависимостей $E(\varepsilon)$ по схеме, предложенной в [8, 9], строились кривые "напряжение –микропластическая деформация". Подобные построения диаграмм акустического деформирования позволяют проводить наглядное сравнение микропластических свойств различных материалов.

2. Экспериментальные данные и обсуждение

При измерении амплитудных зависимостей модуля Юнга E и декремента δ исходного образца композита SiC/Si на воздухе оказалось, что при постепенном увеличении колебательной нагрузки на образец величина E заметно возрастает, а затухание (δ) уменьшается (за исключением последних точек при $\varepsilon > 4 \cdot 10^{-5}$, когда декремент начинает расти, а модуль падать). Изменения E и δ, возникшие при первом увеличении ε, являются необратимыми: при уменьшении ε ни модуль, ни декремент не возвращаются к исходным значениям. Повторные же измерения $E(\varepsilon)$ и $\delta(\varepsilon)$ практически совпадают с зависимостями, полученными при уменьшении ε.

Далее исследовалось поведение модуля Юнга и декремента во времени под откачкой в вакуумной камере. Оказалось, что после резкого увеличения E и уменьшения δ в первые секунды после начала откачки далее наблюдаются уже монотонные изменения этих параметров в ту же сторону. Эти изменения, очевидно, вызваны десорбцией молекул воздуха из образца, обладающего заметной остаточной пористостью. По всей видимости, эффекты увеличения модуля и уменьшения декремента под влиянием возрастающей амплитуды (на воздухе) также можно приписать процессу десорбции, который начинает проявляться при последовательном увеличении ε.

При дальнейшем измерении в вакууме уже амплитудных зависимостей поведение $\delta(\varepsilon)$ оказывается аналогичным наблюдаемому до этого на воздухе, а именно, при малых $\varepsilon < 2 \cdot 10^{-5}$ величина δ с ростом ε уменьшается. Несомненно, это связано с десорбцией молекул воздуха, оставшихся в образце после амплитудных воздействий на воздухе и вакуумной откачки. Подобные явления наблюдались ранее на композитах био-SiC/Si, изготовленных из эвкалипта и бука, а также на биоуглеродной матрице из эвкалипта [2–4].

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о том, что и в композите био-SiC/Si, приготовленном из сапели, адсорбция-десорбция молекул, входящих в состав воздуха, также оказывает существенное влияние на действующий модуль упругости и декремент упругих колебаний. Десорбция, возникающая под действием высоких амплитуд, приводит к необратимым последствиям: увеличению модуля E и уменьшению декремента δ.

Здесь следует заметить, что при самых больших амплитудах, использованных в эксперименте, реакция материала оказывается связанной не только с молекулами адсорбированных газов. Область высоких амплитуд, где наблюдается увеличение затухания и уменьшение модуля с ростом амплитуды, характерна для многих материалов, обладающих пластичностью [7]. Такое поведение E и δ в исследуемых био-SiC/Si, ярче всего наблюдаемое, как правило, при повторных измерениях $E(\varepsilon)$ и $\delta(\varepsilon)$, особенно в вакууме, свидетельствует о том, что в них имеются элементы структуры, аналогичные подвижным дислокациям в кристаллах, которые обеспечивают заметную микропластическую деформацию под влиянием ультразвуковой нагрузки. Полученные в работе результаты акустических измерений позволили получить диа-

грамму «напряжение σ – микропластическая деформация ε_d» для SiC/Si из сапели и определить величину предела микротекучести σ_s.

Механические (упругие и микропластические) характеристики всех био-SiC/Si, исследованных к настоящему времени, представлены в таблице. Видно, что наиболее высокими механическими характеристиками обладают композиционные образцы SiC/Si, приготовленные на основе эвкалипта. Аналогичные образцы из сапели имеют самые низкие значения модуля Юнга *E* и σ_s.

Таблица. **Плотность r, модуль Юнга E и условный предел микротекучести s_s при величине неупругой деформации $e_d=1.0\,´\,10^{-8}$ для различных bio-SiC/Si.**

Материал	*T* = 290 K		
	ρ, г/см^3	*E*, ГПа	σ_s, МПа
bio-SiC/Si, (eucalyptus)	2.28	236	56
bio-SiC/Si, (beech)	2.01	222	36
bio-SiC/Si, (sapele)	2.04	193	21

Из сопоставления пористости биоморфных композитов SiC/Si (см. введение) с величинами модуля Юнга и микротекучести следует, что с ростом пористости значения *E* и σ_s уменьшаются (особенно σ_s). Кроме того, параметры упругости и пластичности могут быть связаны как с различной формой и геометрическими размерами ячеек и пор (которые могут быть открытыми или закрытыми), так и с разным составом химических элементов в исходной структуре того или иного дерева. При этом для всех исследованных био-SiC/Si адсорбция-десорбция молекул внешней среды также в значительной степени определяет действующие величины модуля Юнга и декремента акустических колебаний.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-03-91353 ННФ_а) и Программы Президиума РАН (П-03_02).

Список литературы

1. Б.И. Смирнов, Ю.А. Буренков, Б.К. Кардашев, F.M. Varela-Feria, J. Martinez-Fernandez, A.R. de Arellano-Lopez. ФТТ 45, 3, 456 (2003).
2. Б.К. Кардашев, Ю.А. Буренков, Б.И. Смирнов, A.R. de Arellano-Lopez, J. Martinez-Fernandez, F.M. Varela-Feria. ФТТ 46, 10, 1811 (2004).
3. Б.К. Кардашев, А.С. Нефагин, Б.И. Смирнов, A.R. de Arellano-Lopez, J. Martinez-Fernandez, R. Sepulveda. ФТТ 48, 9, 1617 (2006).
4. B.K. Kardashev, B.I. Smirnov, A.R. de Arellano-Lopez, J. Martinez-Fernandez, F.M. Varela-Feria. Mater. Sci. Eng. A442, 444 (2006).
5. A.R. de Arellano-Lopez, J. Martinez-Fernandez, P. Gonzalez, C. Domínguez, V. Fernandez-Quero, M. Singh. Int. J. Appl. Ceram. Technol. 1, 1, 56 (2004).
6. F.M. Varela-Feria. Ph. D. Thesis, Universidad de Sevilla (2004).
7. С.П. Никаноров, Б.К. Кардашев. Упругость и дислокационная неупругость кристаллов. Наука. М. (1985) 254 с.
8. V.M. Chernov, B.K. Kardashev, L.M. Krjukova, L.I. Mamaev, O.A. Plaksin, A.E. Rusanov, M.I. Solonin, V.A. Stepanov, S.N. Votinov, L.P. Zavialsky. Journ. Nucl. Mater. 257, 263 (1998).
9. Б.И.Смирнов, Ю.А.Буренков, Б.К.Кардашев, D.Singh, K.C.Goretta, A.R. de Arellano-Lopez. ФТТ 43, 11, 2010 (2001).

ПОСТРОЕНИЕ МОДЕЛИ ВОДОРОДНОГО ОХРУПЧИВАНИЯ

Леонтьев Н. В., Парфенов Д. В.

ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород
diip7@bk.ru

Введение

Контакт конструкционных деталей с агрессивными средами приводит к изменению физических свойств их материала. В процессе конструирования и проектирования учет влияния агрессивной среды является очень важным и сложным этапом. По отношению к металлу водород является одним из самых важных исследуемых веществ, поскольку, с одной стороны, он содержится в большом количестве сред, находящихся в контакте с различными деталями. А с другой – водород имеет самую высокую скорость диффузии по сравнению с другими веществами (такими например как углерод, азот). Отрицательное воздействие водорода на металл принято называть водородной хрупкостью.

Проникая в металл уже в процессе его плавки, водород вызывает появление флокенов в стали, водородной болезни в меди и ее сплавах, пористости алюминия и его сплавов и т. д.

С точки зрения деформирования материала, водородная хрупкость проявляется в изменении механических свойств, как-то – понижение предела прочности, уменьшение пластической деформации, изменение предела текучести и пр. Уже при малых концентрациях водорода (C = 5–8 см^3/100г) в высокопрочных сталях относительное сужение ψ и максимальное удлинение δ могут снизиться в несколько раз.

Физически изменение свойств металла связано, прежде всего, с диффузией водорода. Диффундирующий водород имеет ряд форм и проявлений физических состояний в металле, таковые подробно рассмотрены и описаны в литературе (например, см. [1], [2]). Наиболее сложным и наименее изученным представляется охрупчивание металлов, вызванное наличием диффузионно-подвижного (свободного) водорода. Свободный водород – это те атомы водорода, которые подвержены диффузии и не являются связанными (не находятся в различного рода энергетических связях с кристаллической решеткой, или в каких-то «ловушках»). Процесс диффузии водорода весьма сложный, зачастую взаимосвязанный с различными внешними факторами (механическими напряжениями, температурным или электрическим полем).

И хотя в последнее время проблеме водородного охрупчивания уделяется очень много внимания, тем не менее, фактически не существует адекватной и работоспособной методики учета влияния водорода на металл.

Таким образом, есть потребность построения модели влияния водорода на метал, которая должна быть достаточно точной и, в то же время, достаточно простой для практического применения.

Существующие модели поведения материалов

В литературе приводится достаточно подробный и полный обзор моделей поведения материала, учитывающих водородную диффузию, см. [3]. При этом производится совместное рассмотрение изменения деформационных моделей и моделей накопления повреждений в связи с наличием водорода в теле.

Идея построения моделей основана на описании непосредственной зависимости исходных уравнений и параметров от величины содержания водорода в теле. Т.е.

предлагается физическое соотношение (связь σ–ε) уточнять в связи с наличием диффундирующего водорода: $\sigma(\varepsilon)=\Phi(\varepsilon) \rightarrow \sigma(\varepsilon,c)=\Phi(\varepsilon,c)$.

Аналогично предлагается изменить и уравнение для определения параметра поврежденности $\omega: \dot{\omega}=\Phi(\sigma,\omega,t,T,...) \rightarrow \dot{\omega}=\Phi(C,\sigma,\omega,t,T,...)$.

Показывается, что данный подход позволяет достаточно точно описывать поведение определенных конструкций. Однако во всех моделях не производится учет возможного существенно неоднородного распределения водорода внутри тела в связи с внешним воздействием (силовым, тепловым или электрическим), фактически учитывается лишь время контакта тела с водородсодержащей средой. С другой стороны, вид построенных функций зачастую является слишком сложным для практического применения. При этом в некоторых моделях количество используемых констант материала, подлежащих экспериментальному определению, становится чересчур велико (достигает 30–40 штук!).

С целью устранения указанных недостатков авторами данного исследования предлагается следующее:

1. В связи с тем, что водород внутри тела, подверженного внешнему воздействию (силовому, тепловому или электрическому), может иметь неравномерное распределение, на первоначальном этапе необходимо рассматривать задачу диффузии водорода внутрь тела.

2. По аналогии с указанными моделями произвести уточнение и корректировку моделей поведения и разрушения материалов.

Модель диффузии водорода

Для определения поля диффундирующего водорода можно воспользоваться широко известной и подробно исследованной моделью диффузии водорода в металл, см. [4]–[7].

Согласно модели, при определении поля диффундирующего водорода вводится C – концентрация водорода. Далее, для концентрации водорода возможно записать известное диффузионное уравнение. Трудность решения состоит в том, что возникает связная задачи, ибо поле диффундирующего водорода зависит от σ - поля напряжений, T – теплового поля, ϕ – электрического поля. В свою очередь, диффундирующий водород способен изменять как параметры материала (такие, например, как E, n, $s_т$,..), так и изменять непосредственно внешнее воздействие (или, собственно, указанные поля. Например, водород, выделяющийся внутрь поры и собирающийся в ней под определенным давлением, способен изменять напряженное состояние в окрестности нее).

Авторами производится построение конечного элемента для решения задачи диффузии водорода, совместно с определением напряженно-деформированного состояния. Строится метод решения этих задач совместно в едином программном комплексе ANSYS. На ряде простых примеров показана работоспособность и адекватность построенного конечного элемента.

Модель разрушения материала

Разрушение материала в связи с наличием водорода внутри тела предлагается учитывать путем введения зависимости параметра поврежденности (ω) от диффундирующего водорода.

Идея введения зависимости параметра поврежденности от диффундирующего водорода в нестрогом смысле может быть сформулирована следующим образом: «Изначально идея введения параметра поврежденности состояла в том, чтобы оха-

рактеризовать наличие внутри тела микроповрежденности материала, что ведет к увеличению фактического уровня напряжений. По аналогии с этим, можно предположить, что наличие водорода внутри металлической решетки ведет к ослаблению связей между молекулами металла».

Т.е. для параметра поврежденности предлагается следующее:

$$\dot{\omega} = \Phi_1(\sigma, \omega, t, T, \ldots) + \Phi_2(\omega, C) + \Phi_{12}(\omega, \ldots),$$

где под Φ_1 понимается скорость изменения параметра разрушения лишь от «обычных» нагрузок, т.е. все то, что не включает в себя непосредственным образом величину концентрации водорода. В качестве Φ_2 предлагается рассматривать зависимость изменения параметра поврежденности лишь от величины содержания водорода. Соответственно, под величиной Φ_{12} предлагается понимать совместное взаимодействие указанных полей на поврежденность в металле.

Допущение подобного рода позволяет не производить изменение существующих моделей деформирования материалов, вида: $\sigma(\varepsilon) = \Phi(\varepsilon, \omega)$

По-видимому, данный подход является весьма простым в применении с одной стороны. При этом число констант, входящих в уравнения, фактически увеличивается незначительно. С другой стороны, подход является весьма гибким для применения к различным видам материалов (хотя бы потому, что вид физического соотношения (связь $\sigma - \varepsilon$) качественно не изменяется).

Список литературы

1. Белоглазов С.М. Наводораживание стали при электрохимических процессах. – Л. 1975.
2. Колачев Б.А. Водородная хрупкость металлов.М,1985
3. Овчинников И.Г., Хвалько Т.А. Работоспособность конструкций в условиях высокотемпературной водородной коррозии. Саратов: Сарат. гос. тех. ун-т, 2003г.
4. Угодчиков Н.А., Леонтьев Н.В., Берендеева А.Г., Жидков А.В., Пахомова Л.М. Численная модель диффузии водорода при неоднородном напряженном состоянии// Прикладные проблемы прочности и пластичности : Межвуз.сб. / М.: Товарищ. научн. изд. КМК. 1996. Вып. 54
5. Угодчиков Н.А., Берендеева А.Г. Численное моделирование низкотемпературной нестационарной направленной диффузии водорода // Прикладные проблемы прочности и пластичности : Межвуз.сб. / М.: Товарищ. научн. изд. КМК. 1997. Вып. 56
6. Берендеева А.Г., Угодчиков Н.А. Численное моделирование стационарной термодиффузи водорода в металлах// Прикладные проблемы прочности и пластичности : Межвуз.сб. / М.: Товарищ. научн. изд. КМК. 1998. Вып. 58.
7. Угодчиков Н.А., Леонтьев Н.В., Берендеева А.Г. Проблемы моделирования деформирования конструкций при низкотемпературном водородном охрупчивании // Прикладные проблемы прочности и пластичности : Межвуз.сб. / М.: Товарищ. научн. изд. КМК. 1998. Вып. 59.

ЧАСТНЫЙ И ОБЩИЙ СЛУЧАИ БАРОКРИОДЕФОРМИРОВАНИЯ МЕТАЛЛОВ

Хаймович П. А.

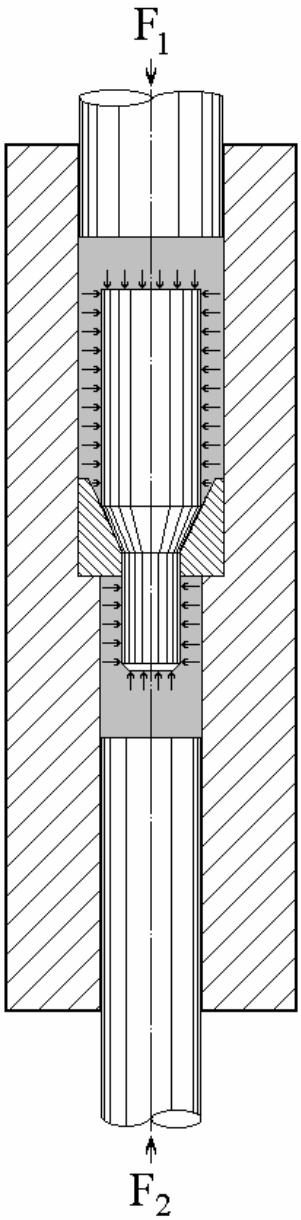
Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт"
Харьков, Украина,
pavel.41@bk.ru

Стремление получить максимальное диспергирование монолитного металла заставляет применять самые различные методы его пластического деформирования, причем обычно преследуется цель достичь как можно большей величины суммарной деформации. Как правило, при этом редко рассматривается вопрос о том, какого характера напряжения реализуются непосредственно в очаге деформации. Хотя известно, что чем больше величина растягивающих напряжений в этой области, тем скорее можно ожидать возникновения тех или иных микронесплошностей, микротрещин. И наоборот, если пластическая деформация протекает в условиях наличия больших сжимающих напряжений, то подобные процессы не только затруднены, но можно ожидать даже залечивания уже имеющихся микротрещин [1]. Типичный пример деформирования в условиях действия растягивающих напряжений – волочение, а деформирования при сжимающих напряжениях – выдавливание. Причем оптимальным случаем выдавливания является гидроэкструзия, когда размещенная в канале контейнера высокого давления заготовка не просто проталкивается через матрицу плунжером, а выдавливается из контейнера через эту матрицу за счет действия на нее со всех сторон жидкости высокого давления [2].

Осуществление гидроэкструзии в условиях, когда на предназначенный для деформирования объект действуют силы всестороннего сжатия, важно еще и потому, что пластичность материала при этом существенно увеличивается [3]. Несмотря на широкий спектр реализуемых в настоящее время видов деформирования металлов и сплавов, формирующих в материале структуру очень высокой дисперсности, по ряду параметров гидроэкструзия остается вне конкуренции, причем сама становится базой для новых видов деформирования, таких, например, как винтовая гидроэкструзия [4].

Как неоднократно ранее отмечалось, ограничиваются возможности гидроэкструзии уровнем температуры – как правило, не ниже комнатной, – при которой она реализуется. Но эти ограничения были преодолены применением низкотемпературной квазигидроэкструзии [5], именуемой в последнее время барокриодеформированием (БКД) [6]. Эффективность БКД продемонстрирована на широком круге металлов и сплавов, но оптимальные результаты можно ожидать лишь при грамотном выборе условий проведения БКД. По аналогии с гидроэкструзией, где различают обычную гидроэкструзию и гидроэкструзию с противодавлением, БКД также возможно осуществлять таким образом, что продавливаемая через матрицу заготовка будет попадать в камеру с промежуточной средой, находящейся в сжатом состоянии, т.е. экструдирование заготовки будет обусловлено разницей давления в рабочей и приемной камерах. Именно этот вариант и является общим случаем БКД (БКДо), позволяющим задавать тот уровень давления (всестороннего сжатия), при котором предполагается необходимым осуществлять продавливание. Схематично это представлено на рисунке. Размещается предназначенный для проведения БКД узел в среде ожиженного газа в специально разработанных приставках к прессам [7], хотя может быть применен и специализированный низкотемпературный пресс [8].

Частный случай БКД (БКДч) подразумевает, что конструкция содержит только верхний, рабочий цилиндр. Уровень давления, при котором начинается продавливание заготовки через примененную матрицу, в этом случае однозначно определяется напряжением течения материала заготовки.



Применение общего случая БКД (БКДо) становится необходимым в тех случаях, когда пластичность материала столь низка, что необходимо при деформировании приложить к нему силы всестороннего сжатия определенного уровня, для того, чтобы в нем могла осуществиться пластическая деформация. Именно с такой ситуацией пришлось столкнуться при осуществлении БКД таких материалов, как некоторые стали, хром, гафний.

Важным является разумно выбрать тип применяемого БКД. Отличие его от жидкостной гидроэкструзии в том, что пластические характеристики деформируемого объекта и передающей давление среды могут оказаться если не близкими, то, по крайней мере, сравнимыми, так как в роли передающей давление среды выступает твердое, хотя и достаточно пластичное при температуре деформирования тело. Применение общего случая БКД для относительно пластичного металла может вызвать осадку прошедшего в приемную камеру экструдата. Это наблюдалось, например, при экструдировании меди с использованием в качестве среды индия.

На практике для большинства деформируемых материалов искомое повышение физико-механических характеристик достигается применением частного случая БКД. Однако оказалось, что возможность управлять давлением, при котором начинается продавливание заготовки через матрицу, что позволяет общий случай БКД, не ограничивается простым расширением круга материалов, способных претерпеть пластическое деформирование в криогенных условиях, но позволяет влиять и на их свойства. Это ярко проявилось при исследованиях влияния БКД на свойства распространенной стали Х18Н10Т. Она вполне хорошо деформируется при БКДч, причем как при 77, так и при 20,4 К. Тем не менее, была проведена серия экспериментов по БКДо этой стали, и оказалось, что высокий уровень диспергирования структуры стали при соответствующем улучшении прочностных характеристик достигался при степенях деформации в три-четыре раза меньших, чем при БКДч [9]. Величина противодавления при этом составляла 4-6 кбар. Более того, максимальный уровень упрочнения оказался существенно выше, чем при БКДч. Предел текучести этой стали превысил 2,5 ГПа при отсутствии склонности к хрупкому разрушению – поперечное сужение в случае растяжения при 300 К достигало 80-90% (вся деформация была локализована в шейке).

Еще одним примером того, что приложение противодавления при БКД не только позволяет деформировать низкопластичные металлы, но и приводит к улучшению их характеристик в сравнении с обработкой БКДч, могут служить результаты испытаний на растяжение стали ст50, которую в силу ее низкой пластичности при

низких температурах предпочтительнее подвергать БКДо, так как при БКДч местами обнаруживаются нарушения сплошности. Упрочнение ее в результате БКДо достигало 50–70%, в то время как БКДч при сравнимых степенях деформации позволяло получить прирост прочности лишь в 10–15%.

Показателем эффективности того или иного метода структурного модифицирования металлов является достигаемый уровень дисперсности структуры и степень ее однородности. В этом отношении БКД является эффективным методом. Электронномикроскопические исследования как некоторых чистых металлов (медь, никель), так и сталей свидетельствуют о возможности получения структуры с расстояниями между границами раздела в несколько десятков нанометров. Популярным в настоящее время становится сочетание двух или нескольких видов обработок для получения максимального эффекта в достижении высокой дисперсности структуры металла. Начаты были исследования в этом направлении и с применением БКД [10,11], причем были получены обнадеживающие результаты. Так, когда титановый сплав, претерпевший РКУП, подвергли затем БКДч при 77 К, дисперсность структуры повысилась вдвое – с 400 нм (после РКУП) до 200 нм. Важно, однако, отметить следующее: с каким бы видом воздействия в сочетании ни использовалось БКД, применяться оно должно на заключительной стадии обработки, т.е. последним, потому что любое пластическое деформирование после БКД, тем более, если оно проводится не при низких температурах, будет приводить к перестройке, разрушению тех уникальных структур, которые способны формироваться в металле при его пластическом деформировании в условиях всестороннего сжатия при криогенных температурах.

Список литературы

1. Береснев Б.И., Езерский К.И., Трушин Е.В. Физические основы и практическое применение гидроэкструзии. – М.: Наука, 1981. –240с.
2. Бриджмен П. Исследования больших пластических деформаций и разрыва.- М.: Изд-во Иностранной литературы, 1955.- 444 с.
3. Колпашников А.И., Вялов В.А. Гидропрессование металлов.- М.: Металлургия, 1973. – 296 с.
4. Бейгельзимер Я.Е., Сынков С.Г., Решетов А.В., Орлов Д.В., Прокофьева О.В., Сынков А.С., Кулагин Р.Ю. Мат-лы 9-й Межд. конф-ии "Высокие давления-2006. Фундаментальные и прикладные аспекты". Судак, 17-22 сентября 2006г., С.13.
5. Стародубов Я.Д., Хаймович П.А. Проблемы прочности. 1975, №10, С.116–117.
6. Хаймович П.А. Мат-лы V Межд. научной конф-ии "Прочность и разрушение материалов и конструкций". Оренбург, 12-14 марта 2008г.
7. Асанов В.У., Мац А.В., Хаймович П.А., – В сб.: Физика и техника высоких давлений. Наукова думка, Киев, (1983), вып. 14. – С.64-65.
8. Асанов В.У., Гиндин И.А., Кравченко С.Ф., Стародубов Я.Д., Хаймович П.А., Чеканов С.Я., Яшин В.П. А.С. 846304 (СССР) (1981).
9. Хаймович П.А. Мат-лы XVLI Межд. конф-ии "Актуальные проблемы прочности". Витебск, 15-17 октября 2007г., С.46.
10. Волчок О.И., Калиновский В.В., Неклюдов И.М., Оковит В.С., Соколенко В.И., Хаймович П.А., Черняк Н.А., Чиркина Л.А. Вопросы материаловедения, 2007, №4 (52), С.234-239.
11. Табачникова Е., Подольский А., Смирнов С., Бидыло М., Бенгус В., Нацик В., Тихоновский М., Хаймович П., Борисова И., Даниленко Н., Фирстов С., Александров И., Латыш В. Мат-лы 8-й Межд. конф-ии "Физические явления в твердых телах". Харьков, 11-13 декабря 2007г., С.88.

ВЛИЯНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ИСХОДНОЙ СТРУКТУРЫ СПЛАВА РЕ-16 НА ЕГО СВОЙСТВА ПОСЛЕ БАРОКРИОДЕФОРМИРОВАНИЯ

Оковит В. С., Хаймович П. А.

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

Сплав Ре-16 (Нимоник) предназначен для изделий, работающих при высоких (до 750°С) температурах. Устойчивость его структуры обеспечивается наличием большого количества равномерно распределенных включений твердой фазы, представляющих собой близкие к сферическим образования размерами порядка 10 нм, причем в среднем расстояния между ними составляют 10–20 нм [1].

Представляло интерес проверить возможность повышения механических характеристик этого сплава методами барокриодеформирования (БКД) [2] и уровень термической устойчивости формирующейся при этом структуры.

Заготовки из сплава РЕ-16 подвергались БКД (без противодавления) при 77 К на две степени – 19 и 41%. Из полученных экструдатов в поперечном сечении вырезались таблеты, которые затем подвергали получасовым отжигам в диапазоне температур от 200 до 1000°С (каждая из таблет отжигалась только при одной температуре). Результаты измерения микротвердости материала после этих отжигов приведены в таблице 1.

Таблица 1. **Микротвердость (в МПа) сплава РЕ-16, подвергнутого БКД, после отжигов**

Состояние	До отжига	Температура отжига					
		200°С	400°С	600°С	800°С	900°С	1000°С
Исходное	3380	3130	3240	3180	3240	1810	1830
БКД, 19%	3840	3940	3760	3860	3660	1950	1990
БКД, 41%	4200	4270	4460	4280	4220	2060	2120

Спад уровня микротвердости, как следует из приведенных данных, наблюдается в промежутке температур отжига между 800 и 900°С. Это определило температуру испытаний на растяжение образцов, вырезанных из этих же экструдатов (табл. 2).

Таблица 2. **Прочностные характеристики сплава РЕ-16, подвергнутого БКД (в МПа)**

Состояние	$T_{исп}$ - комн.		$T_{исп}$ - 800°С.	
	Предел текуч.	Предел прочн.	Предел текуч.	Предел прочн.
исх. состояние	490	870	285	480
БКД, 19%	940	1030	450	510
БКД, 41%	1160	1200	480	540

Приведенные результаты позволяют сделать предположение, что микротвердость сплава, в первую очередь, определяется наличием подсистемы включений, о которой выше шла речь, поэтому упрочнение матрицы, имеющее место при БКД сплава, сказывается на ее уровне незначительно. Труднее объяснить, почему, как следует из таблицы 1, вызванное нагревом разупрочнение сплава имеет место прак-

тически в одной температурной области как для сплава в исходном состоянии, так и после упрочнения барокриодеформированием. Последнее приводит, судя по уровню прироста прочностных характеристик, измеренных при комнатной температуре (табл. 2), к существенной структурной перестройке (в матрице), что должно приводить и к повышению температурной нестабильности. Скорее всего, если принять во внимание размеры включений и среднюю величину расстояний между ними, можно предположить, что именно образуемая ими подсистема играет роль границ раздела высокой плотности, устойчивых при высоких температурах, которая препятствует как возникновению новых линейных дефектов, ответственных за протекание пластической деформации, так и движению уже имеющихся.

БКД позволило значительно повысить прочностные характеристики, особенно предел текучести (см. табл. 2) сплава РЕ-16, измеренные при комнатной температуре, а особенности структуры этого сплава, о которых выше шла речь, позволили получить более чем полутора кратный рост предела текучести в области предельных температур эксплуатации этого сплава.

Список литературы

1. Ксенофонтов В.А., Саданов Е.В., Михайловский И.М., Великодная О.А. Вопросы атомной науки и техники. 2006. №4. Серия: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение (89), с.35-37.
2. Хаймович П.А. Мат-лы V Межд. научной конф-ии "Прочность и разрушение материалов и конструкций". Оренбург, 12-14 марта 2008г.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ДЕФОРМИРОВАНИИ И РАЗРУШЕНИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Куксенко В. С., Махмудов Х. Ф.

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
victor.kuksenko@mail.ioffe.ru

Исследовались механо-электрические эффекты при упругом нагружении стекол, полимеров, мрамора в нейтральной среде и при слабой электрической поляризации образцов. Измерения слабых электрических полей производились электрометром с большим входным сопротивлением собственного изготовления.

Показано, что при изгибе образцов возникает электрический потенциал разного знака в местах сжатия и растяжения. Электрические потенциалы не связаны с пьезоэлектрическим эффектом, так как они проявляются и в материалах, не обладающих пьезоэлектрическим эффектом (стекло, мрамор).

При приложении к образцу слабых электрических полей механоэлектрические эффекты усиливаются или ослабевают в зависимости от направленности приложенных электрических полей. Сделан вывод о единой природе электрической поляризации, индуцированной механическим полем. Предложена теоретическая модель возникновения электрических полей при механическом нагружении твердых тел.

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ МАКРОСКОПИЧЕСКОГО РАЗРУШЕНИЯ

Куксенко В. С., Рустамова М. З.*

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С-Петербург, Россия
Victor.kuksenko@mail.ioffe/ru
**Худжандский Государственный Университет, Таджикистан*

Возможность предсказания времени разрушения того или иного объекта появилась с выявлением кинетической природы прочности, предложенной С.Н. Журковым и активно развитой его школой не только в Физико-техническом институте им.А.Ф.Иоффе, но и в других научных отечественных и зарубежных центрах..

Настоящая работа базируется на этой фундаментальной кинетической концепции прочности и посвящена детальному исследованию процесса разрушения на различных масштабных уровнях с целью предложить физические основы прогнозирования места и времени макроскопического разрушения.

Согласно исследованиям процесса разрушения, проводимым на микроскопическом уровне было выявлено, что акту макроскопического разрыва нагруженного образца предшествует множественное накопление трещин. Макроскопическое разрушение происходит при достижении некоторой пороговой концентрации микротрещин. В результате была предложена двух стадийная модель разрушения.

Она может быть сформулирована в наиболее простом варианте в следующем. В нагруженном теле образуются микротрещины, которые стабилизируются на границах гетерогенности. При достижении пороговой концентрации таких квазистабильных трещин происходит их кластеризация, слияние и укрупнение. Это приводит к самоускоренному их развитию и в конечном итоге к окончательному макроразрушению. В лабораторных условиях это было надежно показано для полимерных материалов, для которых, используя метод рассеяния рентгеновских лучей под малыми углами, можно было оценить размеры трещин и их концентрацию. Пороговая концентрация наблюдается, когда отношение средних расстояний между трещинами становится равным 3. Эта величина была объяснена с позиций статистической механики. Экспериментально двухстадийная модель разрушения подтверждена в лабораторных экспериментах на полимерных материалах, композитах, природных материалах.

Для прогнозирования крупномасштабных объектов наиболее успешно используется метод акустической эмиссии, которому было уделено большое внимание в наших работах.

Этот метод и методика прогнозирования макроскопического разрушения проверялась при стендовых испытаниях и на реальных крупногабаритных объектах.

В результате можно утверждать, что прогнозирование макроскопического разрушения вполне решаемая задача. Более того, в настоящее время успешно развивается проблема диагностики работающих объектов с целью выявления опасных очагов, которые могут привести к катастрофическим ситуациям.

КОЭФФИЦИЕНТ ТРЕНИЯ И ИЗНОСОСТОЙКОСТЬ ВОЛОКНИСТЫХ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТОВ

Куксенко В. С., Веттегрень В. И., Ляшков А. И., Савицкий А. В., Фадин Ю. А. *

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия.
**Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург,*
Alek.Lyashkov@mail.ioffe.ru

Проведены исследования влияния свойств матрицы и обработки поверхности волокнистых композитов на величину коэффициента трения и износостойкости со сталью 45 при сухом трении. Измерены коэффициенты сухого трения матриц и волокон, входящих в состав композитов. Установлена связь между коэффициентами сухого трения композитов, волокон и матриц. Минимальные коэффициенты трения и наиболее высокую износостойкость имеют композиты с жёсткими матрицами и высокопрочными волокнами, направленными перпендикулярно плоскости скольжения.

Для исследования молекулярного механизма разрушения матриц и композитов использованы методы механолюминесценции и инфракрасной спектроскопии. Определено химическое строение продуктов деструкции на поверхностях матриц и контртела – стали 45, формирование которых существенно изменяет величину коэффициента трения. Оказалось, что продуты деструкции состоят из "обрывков" молекул, средняя длина которых составляет несколько нанометров. Исследована форма и динамика вспышек люминесценции при трении стеклообразных матриц. Вспышки образуются при формировании и росте трещин. Анализ формы импульсов позволил исследовать скорость роста трещин, определить моменты их остановки, оценить их размеры и динамику распределения трещин по размерам непосредственно в процессе трения.

МЕХАНИЗМ ЛОКАЛЬНЫХ ОБРАТИМЫХ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ, КАК ОДИН ИЗ МЕХАНИЗМОВ ЛОКАЛИЗАЦИИ ДЕФОРМАЦИИ В АУСТЕНИТНОЙ СТАЛИ 02Х17Н14М2

Шевченко Н. В[1]., Литовченко И. Ю[1]., Тюменцев А. Н.[1,2]

[1] *Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия,*
[2] *Томский государственный университет, Томск, Россия,*
Shevchenko_tasha@mail.ru

Выявление физической природы и механизмов формирования полос локализации деформации (ПЛД) – одна из наиболее важных проблем физики прочности и пластичности, так как во многих случаях именно полосы локализации деформации формируют дефектную структуру материала при больших степенях деформации, участвуют в формировании субмикро- и нанокристаллических состояний.

В работах [1, 2] при изучении дефектной структуры деформированных прокаткой высокоазотистых хромомарганцевых и хромоникелевых аустенитных сталей были обнаружены полосы локализации деформации (ПЛД), с преимущественными векторами переориентации, близкими к $\theta \approx 60°\langle 110\rangle$ и $35°\langle 110\rangle$. Для объяснения закономерностей формирования этих полос предложен механизм локальных обра-

тимых структурных γ→α→γ превращений мартенситного типа в полях высоких локальных напряжений.

В работе представлены результаты электронно-микроскопического исследования эволюции микроструктуры аустенитной стали 02Х17Н14М2 после больших пластических деформациях прокаткой и кручением в наковальнях Бриджмена при комнатной температуре особенностей дефектной субструктуры и фазового состава формирующихся при этом полос локализации деформации.

Установлено, что при величинах истинной логарифмической деформации ($e \approx 0{,}3 - 6$) можно выделить следующие основные стадии формирования дефектной субструктуры:

1. $e \approx 0{,}3 - 1$ – стадия механического двойникования с образованием микрополосовых двойниковых субструктур с характерными размерами микрополос от нескольких сотых до нескольких десятых долей микрона.
2. $e \approx 0{,}7 - 4$ – стадия формирования высокоэнергетических дислокационно-дисклинационных субструктур с высокими локальными внутренними напряжениями и полос локализации деформации с преимущественными векторами переориентации, близкими к $\theta \approx 60^0$<110> и 35^0<110>. Взаимодействие ПЛД с микрополосовыми двойниковыми структурами приводит к фрагментации кристаллической решетки на субмикро- и нанокристаллы с мало- и высокоугловыми границами.
3. $e \approx (4–6)$ – стадия уменьшения размеров фрагментов наноструктурного состояния и образования субмикрокристаллической фракции содержащей ε-мартенсит и (или) нанодвойники деформации.

Формирование наноструктурных состояний при больших пластических деформациях аустенитной стали протекает внутри ПЛД, в частности, в процессе их взаимодействия с микрополосовыми двойниковыми субструктурами. Поэтому анализ механизмов формирования этих состояний, в первую очередь, предполагает выяснение механизмов деформации и переориентации кристаллической решетки в распространяющихся в микродвойниковой структуре полосах локализации деформации.

Возможные механизмы пластической деформации в ПЛД в процессе их взаимодействия с микродвойниками деформации рассматривались в работах [2, 3].

Согласно предложенному в работе [3] дислокационному механизму взаимодействия полосы локализации деформации с пачкой микродвойников, переориентация кристаллической решетки в зонах микродвойниковых полосовых структур происходит в результате неоднородного скольжения, связанного с различной ориентацией плоскостей скольжения в матрице и двойнике. В процессе пластической деформации в двойниковых и матричных прослойках происходит накопление дислокаций. При наличии выгодных ориентаций в такой структуре реализуются множественные сдвиги с последующим образованием новых субграниц (распространение shear bands [3]). Этот механизм позволяет, во-первых, объяснить образование внутри ПЛД фрагментированной структуры с малоугловыми разориентировками; во-вторых, формирование фрагментов с вектором разориентации $\theta \approx 60°$<110> в результате малоугловых поворотов противоположных знаков вокруг оси <110> и соответствующего изменения вектора θ двойниковых (~ 70,5° <110>) границ.

В работе [2] в основу механизма формирования ПЛД положены представления о прямых плюс обратных (γ→α→γ) мартенситных превращениях как механизмах деформации и переориентации кристаллической решетки. В этом случае взаимодействие ПЛД с микрополосами двойников деформации приводит к формированию дискретного спектра разориентировок кристаллической решетки: ~ 10,5°; 35°; 49,5° 60°; 70,5° вокруг оси <110>. Когда вектор γ→α→γ переориента-

ции лежит в плоскости двойникования, формируются разориентированные фрагменты с векторами θ = 10,5°<110> и 49,5°<110>. Если вектор γ→α→γ переориентации не лежит в плоскости двойникования, возможно формирование фрагментов с векторами разориентировок, близкими к ~ 35°<110>. Сравнение этого механизма с экспериментальными данными дает следующие свидетельства в пользу его реализации.

Прямым доказательством прямого плюс обратного (γ→α→γ) превращения как одного из механизмов деформации и переориентации кристаллической решетки в ПЛД являются следы α-мартенсита, обнаруженные в настоящей работе в переориентированных фрагментах субмикрокристаллической структуры полос локализации деформации.

Кроме того, этот механизм позволяет объяснить более широкий, по сравнению с дислокационным механизмом, спектр наблюдаемых в эксперименте разориентировок, в том числе, и высокую плотность границ разориентации с векторами θ ≈ 35°<110>. С его привлечением удается также объяснить в несколько раз более высокую, по сравнению с исходной микродвойниковой структурой, плотность формирующихся внутри ПЛД высокоугловых границ фрагментов, в том числе с векторами θ ≈ 60°<110> и 35°<110>; тогда как дислокационный механизм фрагментации не создает новых высокоугловых границ, а лишь модифицирует (изменяет вектор θ) те, которые наблюдаются в микродвойниковой структуре.

Согласно представлениям, развиваемым в [2], фазовая неустойчивость кристаллической решетки в зонах прямых плюс обратных мартенситных превращений в результате снижения упругих модулей и разупрочнения материала приводит к неустойчивости пластического течения традиционными (дислокационными, диффузионными) и коллективными дисклинационными механизмами деформации и переориентации кристалла.

Таким образом, пластическую деформацию и переориентацию кристаллической решетки в ПЛД, на наш взгляд, необходимо рассматривать как комбинацию локальных обратимых (γ→α→γ) структурных превращений мартенситного типа с указанными выше механизмами. Результатом их совместного действия является формирование внутри полос локализации деформации широкого спектра дефектных субструктур и интенсивная фрагментация кристаллической решетки с формированием субмикро- и нанокристаллических структурных состояний.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ № 06-02-16312-а.

Список литературы

1. Тюменцев А.Н., Литовченко И.Ю., Пинжин Ю.П., Коротаев А.Д. и др. Новый механизм локализации деформации в аустенитных сталях. I. Модель неравновесных фазовых (мартенситных) превращений в полях высоких локальных напряжений. II. Влияние двойникования на закономерности переориентации кристаллической решетки в полосах локализации деформации // Физика металлов и металловедение, 2003. - Т. 95. - № 2, 3. - С. 86-95, 88-96.
2. Тюменцев А.Н., Литовченко И.Ю., Шевченко Н.В., Гирсова С.Л., Коротаев А.Д. Дисторсии кристаллической решетки при формировании полос локализации деформации механизмами прямых плюс обратных мартенситных превращений // Физика металлов и металловедение, 2006 - Т. 101. - № 3. - С. 323-329.
3. Morikawa T., Higashida K., Sato T. Fine-grained structures developed along grain boundaries in a cold-rolled austenitic stainless steel // ISIJ International, 2002. – V. 42. - No. 12. – PP. 1527–1533.

НОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ОБРАБОТКИ КРИСТАЛЛОВ, ПРОВОДИМЫЕ ОДНОВРЕМЕННО С ЭЛЕКТРОСТИМУЛИРОВАННОЙ ДЕФОРМАЦИЕЙ

Алиев М. А.

Махачкалинский филиал МАДИ (ГТУ), Махачкала, Россия,
bukilav@rambler.ru

Проведено экспериментальное изучение влияния одновременного воздействия тепловых и электрических полей на деформируемый одноосным сжатием поликристалл многокомпонентного сплава. Представлены результаты проведенных исследований, демонстрирующие преимущества новой технологии, позволившие реализовать пластическую деформацию при значительно низких температурах и давлениях по сравнению с традиционно проводимыми способами.

В настоящее время одной из актуальных задач механики деформируемых тел является оптимизация условий их обработки для получения как можно низких значений параметров воздействия на систему. Протекание пластической деформации при низких значениях температуры оказывается очень затруднительным, а порой и невозможным ввиду высокого сопротивления материала деформированию [1]. В таких случаях приходится прибегать к дополнительным воздействиям, облегчающим протекание пластической деформации. Одним из таких методов, оказавшимся неожиданно удачным и перспективным, на наш взгляд, является воздействие на кристалл пластической деформацией при одновременном пропускании постоянного электрического тока высокой плотности. Тепловое поле обеспечивается внешней печкой сопротивления, питаемой током промышленной частоты.

Управление механическим поведением твердых тел с помощью внешних воздействий привлекает внимание ученых, в основном, из-за его прикладного характера применения. Одним из таких методов, изменяющих пластические свойства кристаллов, является воздействие достаточно мощными импульсами электрического тока [1]. Изменения пластических свойств кристаллов под воздействием различных факторов наблюдались рядом авторов [2–3]. Впервые применительно к сплавам пропускание постоянного электрического тока высокой плотности осуществлено в работе [4]. Как показали последующие эксперименты, пропускание постоянного тока высокой плотности возможно только в кристаллах полупроводников и металлических сплавов, имеющих и сохраняющих определенное сопротивление вплоть до температуры деформации В металлических проводниках можно задействовать деформацию только импульсными токами [5].

Объектами исследования выбран многокомпонентный металлический сплав Zn–Al–Cu, который получен сплавлением исходных компонентов, взятых в процентном соотношении 89:9,5:1,5, соответственно. Образцы приготовлялись в виде прямоугольных брусков размером 16x9x5мм^3. После механической шлифовки и полировки, а также тщательной промывки без доступа воздуха, образцы деформировались как традиционным термопластическим способом (ТПД - способ), где образец греется как внешней печкой сопротивления, так и новым комбинированным (ТПД+ЭПД)-способом.

Плотность тока, проходящая по образцу, в зависимости от задаваемой температуры колебалась в пределах $7.0\cdot10^5 \div 9.0\cdot10^5$ А/м^2. Падение напряжения на образце доходило до 1.5 В, а мощность, выделяемая при этом, составляла 120 Вт. В качестве иллюстраций экспериментальных результатов ниже приведены кривые зависимости только величины деформации ε от ее временной развертки *t*. Привести график зави-

симости усилие-деформация σ(ε) в динамическом режиме при $T = 380^0$C не представилась возможность по причине обнаружения неожиданного эффекта поведения образца при комбинированном (ЭПД+ТПД) - способе деформирования. Поэтому зависимость ε(*t*) на рис.1. приведена для статического режима деформирования при σ = 0,01кг/мм^2. Суть удивительного эффекта, обнаруженного при комбинированном, т.е. одновременном воздействии на деформируемый образец тепловым и электрическим полем, заключается в том, что по достижении и установлении нужной температуры деформации на образец, находящийся в вакуумной камере, до приложения внешнего усилия, подается сперва атмосферное давление. Под действием усилия σ = 0,01кг/мм^2 начинает протекать пластическая деформация. Режим деформирования образца автоматически получился статическим, причем уже при σ = 0,01кг/мм^2. Благодаря обнаружению нового неожиданного эффекта, пластификации представилась заманчивая перспектива реализации и низкотемпературной деформации. На рис.1. приведены кривые зависимости ε(*t*) для двух образцов: кривая 1 для образца, деформированного ТПД-способом при $T = 380^0$C и σ = 3,2 кг/мм^2, т.к. ниже этих параметров образец не деформируется, и кривая 2 для образца, деформированного комбинированным (ТПД+ЭПД)-способом, но при $T = 130^0$C и σ = 0,01кг/мм^2. Даже при таких больших разницах воздействующих на образец параметров, величина и скорость деформации значительно выше при новом способе деформирования. Обращает на себя внимание различие в ходе кривых 1 и 2 на рис.1. В случае ТПД-способа появляется стадийно-ступенчатый характер поведения кривой, связанный со сменой различных деформационных субструктур. Скачкообразность принимается как прерывистость протекания деформации, как включение дополнительных плоскостей скольжения с различными зерно-граничными рядами. Для кривых наблюдаются и заметные различия между скоростями их деформирования, особенно в средних участках. На рис.2 (кр.1-3) приведена зависимость ε(*t*) в динамическом режиме для трех образцов, деформируемых (ТПД+ЭПД)-способом с различными скоростями нагружения и плотностями тока, проходящими по образцу. Вычисленные из приведенных на рис.2 кривых деформационные параметры с добавлением статического участка приведены в таблице.

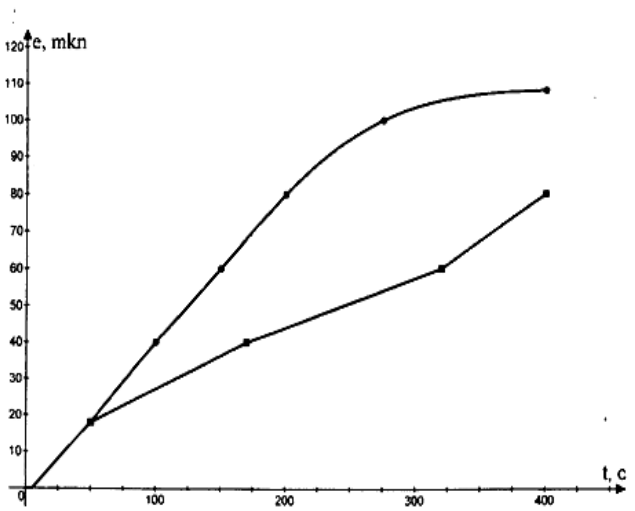


Рис. 1. Зависимость величины деформации от временной развертки ε(*t*) для сплава ZnAlCu при: 1 – ТПД-способом, $T = 380\ ^o$C, σ = 3,2 кг/мм^2, 2 – (ТПД+ЭПД)-способом, $T = 130\ ^o$C, σ = 0,1 кг/мм^2

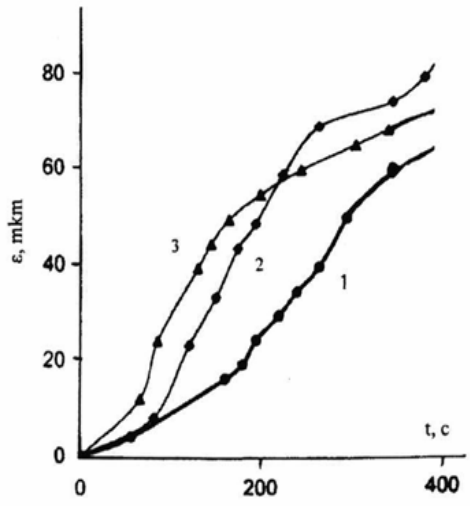


Рис. 2. Зависимость деформация–время ε(*t*) при различных интенсивностях нагружения: 1 – 150 г/с, 2 – 100 г/с, 3 – 200 г/с

Как видно из рис.2. (кр.1–3), медленный рост величины деформации на начальном участке сменяется резким увеличением на средних участках. С увеличением скорости нагружения, как правило, увеличивается и скорость деформирования (кр.2 и 3). Незначительное увеличение плотности тока, проходящего по образцу при постоянной температуре (ср.кр.1 и 2), заметно изменяет ход кривой, увеличивая скорость деформирования. Из вышеизложенного видно, что в изменении пластических свойств кристалла важную роль играет наряду со способами деформирования и интенсивностью его нагружения, фактор электростимулирования. Наблюдаемые эффекты при одновременном воздействии на деформируемую структуру кристаллов многокомпонентного сплава теплового и электрического полей обусловлены возникновением дополнительного импульса направленного характера и его взаимодействием с подвижными дефектами структуры.

Примененный в нашей работе метод электростимулированной обработки кристаллов в качестве одного из механизмов изменения структуры, состава и свойств имеет и перспективу практического применения.

№ образца	Способ деформации	Температура деформации T, ^{0}C	Высота образца h, мм	Усилие σ, кг/мм^2	Скорость нагружения V, г/с	Скорость деформирования по участкам $\dot{\varepsilon}=d\varepsilon/dt$, с$^{-1}$		Время деформации по участкам t, с			Коэффициент упрочнения $\gamma=d\sigma/d\varepsilon$	Плотность тока, j, А/ см^2	Величина деформации по участкам ε, %	
						Дин.	Стат.	Упр.	Дин.	Стат.			Дин.	Стат.
1	ЭПД+ ТПД	130	10	5,0	120	1) 3,0·10 2) 8,6·10	1) 2,87·10 2) 4,1·10	0	480	1080	1) 7,5 2) 22	165	0,93	0,68
2	ЭПД+ ТПД	130	10	5,0	150	1) 1,13·10 2) 2,5·10	3,3·10	0	200	1040	1) 10 2) 3,5	144	0,47	0,36
3	ЭПД+ ТПД	130	10	5,0	200	1) 3,5·10 2) 9,0·10	6,7·10	0	200	1000	1) 5 2) 19	150	0,64	0,14

Список литературы

1. Вакс В.Г. «Упорядочивающиеся сплавы: структуры, фазовые переходы, прочность». / / Соросовский образовательный журнал. 1977 №4, с.91-98.
2. Ю.А. Осипьян, И.В. Савченко. О фотопластичности CdS. ЖЭТФ, 7, 130, 1968.
3. Спицын В.И., О.А. Троицкий. Электропластическая деформация металлов. М.1985, 189 с.
4. М.А. Алиев Структурное упорядочение в многокомпонентных сплавах при различных способах пластического деформирования. Труды 10-го Международного симпозиума «Упорядочение в минералах и сплавах» ОМА-10.-Ростов-на –Дону, 2007. с 10-13.
5. Ю.В. Баранов, О.А.Троицкий, Ю.С. Аврамов, А.Д. Шляпин Физические основы электроимпульсной и электропластической обработок и новые материалы. МГИУ. М.2001, 850 с.

НЕРАСКРЫТАЯ СУТЬ НЕКОТОРЫХ ПРОЦЕССОВ УПРОЧНЕНИЯ В МЕТАЛЛОВЕДЕНИИ

Чертов В. М.

ДонИФЦ,
chertovv@mail.ru

Одним из основных моментов создания технологии упрочнения изделий из легированной конструкционной стали является назначение режима закалки. Первая проблема состоит в выборе температуры аустенитизации и оптимального размера зерна аустенита. Почти по всем имеющимся данным, рост зерна аустенита, сопутствующий повышению температуры аустенитизации, ведет к снижению ее прочности и пластичности. В концентрированном виде эта ситуация нашла отражение в законе Холла–Петча. Этот закон, выведенный в свое время и пригодный для простых металлов, далеко не всегда дает достоверные результаты для такого сложного сплава, как среднеуглеродистая легированная конструкционная сталь – одна из наиболее широко распространенных групп сплавов. Чрезмерный перегрев (и чрезмерный рост зерна) сопровождается понижением устойчивости аустенита при охлаждении, выраженном в раннем начале превращения и снижении прокаливаемости [1]. В то же время, определенный перегрев относительно A_{c3}, способствуя растворению части карбидов некоторых легирующих элементов, увеличивает – несмотря на некоторый (назовем его оптимальным) рост зерна, – устойчивость аустенита при охлаждении не только в верхнем, но и в нижнем субкритическом интервале, повышая прокаливаемость, прочность, вязкость и даже износостойкость.

За последние десятилетия и годы наметился определенный, хотя и не всегда достаточный, прогресс во взглядах и тенденциях построения режима аустенитизации легированной конструкционной стали. Например, предлагается изделия из легированной стали нагревать перед закалкой на 150–250°C выше A_{c3}, не разделяя этот интервал по содержанию углерода для конструкционных и инструментальных марок [2]. Установлено также, что для валковой стали марок 65Х5СМФ и 9Х5СМФ оптимальной является температура аустенитизации 950–1050°C, т.е. значительно выше A_{c3} [3]. И важно найти такое сочетание температуры и выдержки при аустенитизации, которое максимально снижает температуру начала превращения [4]. Это относится не только к среднеуглеродистой, но и к малоуглеродистой, и к высокоуглеродистой (валковой и пружинной) стали. Так создается запас прочности легированной стали, не используемый при традиционной («мелкозернистой») закалке. Под прочностью подразумевается работа разрушения при растяжении, учитывающая характеристики и прочности, и пластичности [5]. Оптимизация режима аустенитизации перед закалкой сводится, таким образом, к изменению кинетики превращения для максимально возможного снижения начала температуры превращения. Эффект проявляется при увеличении толщины изделий более 30 мм, т.е. при пониженной скорости охлаждения в интервале 450 – 350°C.

К сожалению, на многих предприятиях и в учебных заведениях до сих пор руководствуются устаревшими рекомендациями в части назначения режимов аустенитизации перед закалкой. При этом авторы учебных пособий, даже разработанных в последнее время [6], пользуются учебниками, справочниками и монографиями по материаловедению, изданными до 1992 года и ранее [6]. Ориентировка только на содержание углерода и получение мелкозернистой стали предусматривает нагрев

только до температуры, на 30–50°С превышающей A_{c3}. На практике это означает для легированной стали явное недоиспользование скрытых в ней резервов.

Другой проблемой современного металловедения является создание материалов высокой прочности, соответствующей снижению массы изделий и их стоимости. Сочетание высокой прочности и высокой или, по крайней мере, достаточной пластичности остается до сих пор актуальной задачей. Она имеет не только теоретическое, но и прямое практическое и экономическое значение. В результате традиционного улучшения достигается сочетание высокой прочности и низкой пластичности либо достаточной прочности с высокой пластичностью. При этом подразумевается – по умолчанию – закалка «на мартенсит» с его последующим отпуском. Проблема касается превращения ряда марок конструкционной, в том числе, пружинной, стали при изотермической выдержке аустенита в интервале образования нижнего бейнита и в около-мартенситном интервале. Простые и усложненные описания не раскрывают причин парадоксального сочетания их достаточно высокой прочности и высокой пластичности. Это противоречит традиционной практике непрерывной закалки с образованием высокопрочного, но мало пластичного мартенсита, откуда берет начало теория неизбежной хрупкости высокопрочной стали. Неординарный рост пластичности после изотермического превращения вполне может быть связан с так называемым предрасслоением аустенита в начале процесса выдержки (инкубационный период): аустенит «готовится» к особому механизму образования продуктов превращения. Особенностью превращения является взаимопроникновение процессов диффузионного и бездиффузионного механизмов [7–9]. Действительно, достаточно снизить температуру выдержки на 5–10°С относительно точки $M_н$, как тут же образуется настоящий бездиффузионный традиционный мартенсит с высокой прочностью и небольшой пластичностью. Отметим, что не только в наших опытах изотермическое превращение при так называемой низкой изотермической закалке, с проявлением высокой и прочности, и пластичности, происходило в некотором интервале, ±5°С около $M_н$ [10, 11]. Это указывает на наличие не точки (линии) мартенситного превращения, а некоторого его интервала. Возможно и другое объяснение: диффузионное и бездиффузионное превращения идут попеременно, по термодинамическим причинам попеременно сменяя друг друга. Учитывая тот факт, что время изотермического превращения до его практического завершения – по сравнению с практически мгновенным протеканием мартенситного превращения – довольно велико, надо полагать, что диффузионная «часть» превращения является доминирующей, с сохранением значительного количества аустенита и выделением весьма мелких карбидов при отпуске в соответствующем субмикрослое. Тогда можно рассматривать полученную смешанную субмикроструктуру как композит, состоящий из твердой и относительно мягкой прослоек. Явное расслоение остаточного аустенита в результате низкой изотермической закалки пружинной стали обнаружено путем рентгеновского исследования [11]. Однако не установлено, в какой именно период изотермической выдержки или охлаждения после нее произошло это расслоение. Есть указание на возможность предрасслоения аустенита перед изотермическим превращением, и это предрасслоение определяет как субмикроструктуру, так и сочетание прочности и пластичности сплава [8]. Авторы монографии [12] обнаружили протекание такого предрасслоения перед мартенситным превращением и в сплавах марганца и меди. Конечный результат зависит еще и от режима отпуска после изотермической закалки. Отпуск при температуре, равной температуре изотермической выдержки при закалке, способствует как повышению прочности, так и пластичности [13]. Но при определенном превышении температуры отпуска пластичность достигает максимума, причем максимуму прочности соответствует несколько меньшая темпера-

тура отпуска [10]. Это объясняется снижением уровня остаточных напряжений и карбидным превращением. Такое превращение отмечено не только у пружинной стали 60С2А, но и у конструкционной стали 30ХГСН2А, испытывающей превращение аустенита в нижний бейнит. Таким образом, сочетание высокой прочности и высокой пластичности определенных типов легированной стали может быть достигнуто в результате применения обычной (с образованием нижнего бейнита) или низкой изотермической закалки (в процессе бейнитно-мартенситного превращения) и дополнительного отпуска. Объяснение неординарного сочетания характеристик видится в протекании предрасслоения аустенита перед началом превращения, образовании – в процессе превращения – специфической структуры с пониженным уровнем остаточных напряжений, а также в дальнейшем снижении уровня напряжений при отпуске в определенном интервале температуры с предвыделением карбидов и распадом остаточного аустенита. Большим достижением стала разработка безопасного способа изотермической закалки в расплаве селитры различных изделий, в том числе крупного сечения, из разных марок конструкционной и инструментальной стали [14]. И только сокращением объема массового производства в российском машиностроении и, видимо, страхом перед возможными выбросами расплава и взрывом перегретой селитры можно объяснить свертывание столь перспективной технологии.

Список литературы

1. Попов А.А.,Попова Л.Е. Изотермические и термокинетические диаграммы распада переохлажденного аустенита. Справочник термиста.3-е изд. –М.: Металлургия.1991.С.101 – 367.
2. Сильман Г.И.Материаловедение. Брянск.: БГИТА. 2005.С.67-69.
3. М.А.Гервасьев, Ю.Ф.Худорожкова, М.А.Филиппов и др. Влияние температуры закалки валковых сталей с 5% хрома на их структуру и износостойкость//Сб.мат. XIX Уральской школы металловедов-термистов «Актуальные проблемы физического металловедения сталей и сплавов». УГТУ-УПИ. – Екатеринбург.: 2008.С.96.
4. В.М.Чертов. Качественная закалка заготовок// То же изд. С.114-115.
5. В.А.Скуднов. Синергетика явлений и процессов в металловедении, упрочняющих технологиях и разрушении. ННГУ. - Нижний Новгород.:2007. С.63-66.
6. Ю.П.Егоров, Ю.М.Лозинский,Р.В.Роот и др. Материаловедение. Учебное пособие. Изд. ТПУ. –Томск.:2006.С.108-109.
7. В.М.Счастливцев. Новые представления о природе бейнитного превращения в сталях//МиТОМ.2005.7.6-12.
8. Курдюмов Г.В., Утевский Л.М., Энтин Р.И. Превращения в железе и стали. – М.:Наука. 1977.238с.
9. А.А.Жуков. О предрасслоении аустенита//МиТОМ.2001.2.2-14.
10. Чертов В.М. Технология обработки пружинных шайб//Технология машиностроения.2005.3.11-13.
11. Воробьева И.Г., Рахштадт А.Г. Исследование процесса динамического старения легированных сталей перлитного класса//МиТОМ.1996.5.20-26.
12. В.А.Удовенко, Г.М.Маркова, Р.Н.Ростовцев. Сплавы системы Mn-Cu. Структура, свойства. - Тула.: Гриф и К.2005.С.25-38, 74-80.
13. А.Г.Рахштадт. Пружинные стали и сплавы. –М.: Металлургия. 1982.400с.
14. Бирюкова В.Н. Разработка, исследование и внедрение нового способа закалки в горячих средах изделий большого сечения. Дисс…канд. техн. наук. Горький.1966.159 л. Шифр РГБ Дк 67-5/1960.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ МАЛОПЛАСТИЧНЫХ РАЗНОСОПРОТИВЛЯЮЩИХСЯ СРЕД

Садырин А. И., Пирогов С. А.

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

Во многих актуальных прикладных задачах требуется моделирование процессов нестационарного деформирования и разрушения малопластичных разносопротивляющихся материалов типа твердых керамик, графитов, бетонов, скальных и полускальных горных пород и др. В настоящее время активно развиваются модели поведения подобных сред, основанные на соотношениях дифференциальных теорий пластичности с одной или несколькими предельными поверхностями, которые позволяют учитывать отдельные эффекты физической нелинейности, трещинообразования и разрушения материала, находящегося в условиях многоосного напряженного состояния, с учетом зависимости прочностных свойств от скорости деформирования. Краткий обзор моделей подобных сред содержится в работах [1–3]. Однако математические модели, достаточно полно и комплексно учитывающие отмеченные эффекты, в настоящее время находятся в стадии становления и апробации [4, 5].

Экспериментальные исследования деформирования и разрушения указанных материалов при динамических нагрузках свидетельствуют, что механические свойства малопластичных разносопротивляющихся сред зависят от среднего напряжения (давления) и вида напряженного состояния (угла фазы девиатора напряжений). Различия в свойствах наиболее существенно проявляются по отношению к предельным характеристикам деформирования: пределам пропорциональности, текучести, прочности и разрушения. В частности, пределы прочности на растяжение и сжатие могут отличаться на порядок и более. Особенностью диаграмм деформирования на стадии разрушения материала является наличие ниспадающей ветви диаграммы (неравновесная фаза деформирования). Процесс неравновесной релаксация напряжений на диаграммах начинается после достижения напряжениями предела прочности. Максимум напряжений интерпретируется как состояние материала с предельным уровнем повреждений, накапливаемых на стадии равновесного упругопластического деформирования и представляющих собой систему микро и макротрещин, пор, нарушений межграничной прочности элементов структуры и т.д. Неравновесная стадия деформирования в этом случае интерпретируется как монотонное снижение структурной прочности среды (фрагментация). При повышении скорости деформаций в экспериментах наблюдаются тенденции возрастания прочностных параметров материала в несколько раз, по сравнению со случаями статического нагружения.

Суммируя отмеченные выше экспериментальные факты и следуя работе [5], приведем основные уравнения модели динамического деформирования и разрушения скальных горных породы и бетона, как разносопротивляющихся сред. Для девиаторных составляющих тензоров напряжений и деформаций вводятся три предельных поверхности: поверхность текучести среды с частичными повреждениями структуры, поверхность разрушения, и поверхность текучести среды с полностью нарушенной структурной прочностью. В зависимости от текущего уровня напряженно-деформированного состояния и предшествующей истории его изменения мо-

дель включает следующие варианты состояния и соответствующие им уравнения поведения.

Состояние (A) упругого деформирования описывается законом Гука для изотропной однофазной среды. Зона упругого поведения материала ограничивается уравнением поверхности текучести с частичными повреждениями структуры, имеющая вид:

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

Здесь и далее $\tilde{\sigma}_i$ и $\tilde{I}$ – интенсивность девиатора напряжений и первый инвариант тензора напряжений соответственно, отнесенные к величине предела прочности при одноосном сжатии; J – параметр упрочнения; $\omega \in [0,1]$ – параметр поврежденности; $\beta(\phi)$ – функция, описывает влияние угла j фазы девиатора напряжений.

Состояние (B) соответствует процессу равновесного упругопластического деформирования среды с уравнением поверхности текучести (1). Неубывающая функция $q(J)$ описывает изотропное деформационное упрочнение среды. Накопление повреждений описывается схемой линейного суммирования [5]. Разрушение среды наступает при достижении поверхностью текучести (1) поверхности разрушения:

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

Относительное расположение начальной и текущей поверхностей текучести (1) и поверхности разрушения (2) осуществляется согласованным образом с учетом уровня необратимых деформаций при разрушении. Экспериментальная диаграмма деформирования аппроксимируется следующей зависимостью:

$$\sigma_{Tc}(e_i) = \sigma_{Tc}^0 + \frac{3GC_p \Delta e_i}{C_p + \Delta e_i}, \qquad (3)$$

Здесь G – модуль сдвига; Δe_i – интенсивность девиатора деформаций, отсчитываемая от предела упругости.

Состояние (C), соответствующее поведению материала в разрушенном состоянии, описывается моделью течения с поверхностью текучести следующего вида:

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

В уравнениях (1)–(4) параметры A_p, B_p, g, $A_f, B_f, C_f, C_p, B_{pf}, \gamma_f$ – функции скорости деформаций $\dot{\varepsilon}$, определяемые через экспериментальные данные при нестационарном нагружении.

Состояние (BC) соответствует неравновесному переходу от состояния (B) к состоянию (C) и сопровождается неравновесной релаксацией напряжений с поверхности (2) на поверхность (4).

Нелинейные зависимости давления от удельного объема формулируются с учетом влияния, оказываемого девиаторными компонентами тензора напряжений и зависимостей, учитывающих влияние начальной пористости и дилатансионных эффектов. Для описания взаимосвязи шаровых компонент тензоров напряжений и деформаций при динамическом деформировании сред с начальной пористостью применяется модифицированые соотношения $P - \alpha$ модели Херрманна [6]. В рамках предложенных соотношений взаимное влияние девиаторных компонент тензора напряжений и шаровой составляющей напряжений в пористых малопластичных средах учитывается двояким образом. Во-первых, это влияние проявляется через дилантан-

сионный эффект разуплотнения при появлении необратимых деформаций сдвига. Во-вторых, наличие девиаторной составляющей тензора напряжений снижает сопротивление необратимому уплотнению пористой среды, приближенно описываемое зависимостью в виде эллиптической *CAP*–кривой.

С целью анализа возможностей воспроизведения в количественном и качественном отношении характеристик процессов динамического деформирования и разрушения малопластичных разносопротивляющихся материалов проведено компьютерное тестирование математической модели [7, 8]. Рассмотрено плосковолновое деформирование и разрушение керамических пластин и ударное внедрение жестких ударников в керамометаллические мишени. В рамках осесимметричной постановки исследованы процессы ударного проникание в мишени из бетона, мрамора и гранита недеформируемых ударников. Результаты компьютерных расчетов показывают удовлетворительное качественное и количественное согласие с результатами натурных экспериментов по характеристикам разрушения мишеней, силам сопротивления внедрению и предсказаниями эмпирических формул для глубины проникания (глубины кратера) и величинам максимальных перегрузок, действующим на ударник.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований, проекты № 07-01-00257, № 08-08-97053.

Список литературы

1. Замышляев, Б.В. Модели динамического деформирования и разрушения грунтовых сред/ Б.В. Замышляев, Л.С. Евтерев. -М.: Наука, 1990. -215 с.
2. Драгон, А. Континуальная модель пластически-хрупкого поведения скальных пород и бетона/ А. Драгон, З. Мруз.// Механика деформируемых твердых тел. Направления развития. -М.: Мир. -1983. -С. 163-188.
3. Садырин, А.И. Кинетическая модель динамического разрушения хрупких тел/ А.И. Садырин// Прикладные проблемы прочности и пластичности. Численное моделирование физико-механических процессов: Всесоюз. межвуз. сб./ Нижегор. ун-т. 1991. С.4-10.
4. Ломакин Е.В. Механика сред с зависящими от вида напряженного состояния свойствами/ Е.В. Ломакин. Физическая мезомеханика. 2007. Т. 10, № 5. С.41-52.
5. Садырин, А.И. Модель динамического деформирования и разрушения бетона/ А.И. Садырин// Межвуз. сб. Проблемы прочности и пластичности. -Н.Новгород: Изд-во ННГУ. 2003. Вып. 65. С. 5-14.
6. Садырин, А.И. Уточненная модель пластического деформирования пористой среды/ А.И. Садырин //Химическая физика. 1995. Т. 14, №2-3. С. 136-142.
7. Глушак Б.Л. Разрушение деформируемых сред при импульсных нагрузках/ Б.Л Глушак, С.А. Новиков, А.И. Рузанов, А.И. Садырин. // Н.Новгород: ННГУ, 1992. 193с.
8. Садырин, А. И. Моделирование процесса внедрения жесткого ударника в бетонную преграду/ А. И. Садырин, С.В. Крылов, Е.В. Цветкова, С. А. Пирогов// Проблемы прочности и пластичности. Межвуз. сб./ Нижегор. ун-т. Вып. 68. 2006. С.66-77.

УДК 539.3

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ АСИММЕТРИИ ЦИКЛА И СТРУКТУРЫ МАТЕРИАЛА НА РОСТ МИКРОТРЕЩИН ПРИ МНОГОЦИКЛОВОЙ УСТАЛОСТИ

Берендеев Н. Н., Любимов А. К.

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н.Новгород
N.N.Beren@mm.unn.ru

1. Введение. При протекании процесса многоцикловой усталости в элементах конструкций наиболее длительной является стадия роста усталостных трещин. Одним из основных факторов, определяющих поведение материалов конструкций на указанной стадии, является асимметрия цикла нагружения. Исследованию влияния данного феномена на рост усталостных трещин посвящено достаточно большое число работ [1, 2]. Традиционно, стадия роста усталостной трещины разбивается на стадии роста микротрещины и макротрещины. При оценке влияния усталостных трещин на прочность элементов конструкций одним из важных факторов является переход между указанными выше стадиями роста трещины.

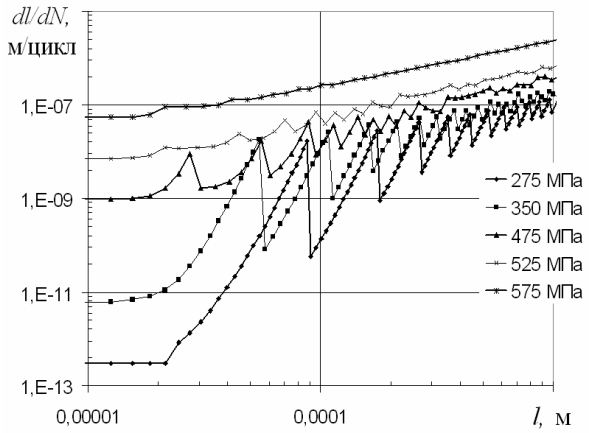
В данной работе будет проведен анализ влияния асимметрии цикла нагружения на переход между стадиями роста усталостной трещины с использованием численного анализа на основании предложенной авторами в работах [3, 4] модели.

2. Модель роста микротрещины. В работах [3, 4] авторами была предложена модель, позволяющая описывать процесс роста микротрещины в поликристаллических материалах при многоцикловой усталости. В данной модели процесс накопления повреждений связывался с накоплением дислокаций ориентационного несоответствия на границах зерен, приводящим к разориентировке зерен, результатом, которой является зарождение микротрещин на границах зерен. Процесс роста трещины рассматривался как дискретный. При описании роста трещин были приняты следующие предположения: а) рост трещины является скачкообразным; б) перед кончиком растущей трещины образуется зона пластичности; в) зерно материала либо целиком принадлежит зоне пластичности, либо целиком не принадлежит зоне пластичности; г) при моделировании поля напряжений в окрестности кончика трещины используется аналогия между трещиной и стенкой дислокаций; д) единичный акт увеличения длины трещины состоит из двух стадий: накопления повреждений до образования микротрещины в некотором зерне, лежащем на внешней границе зоны пластичности, и слияния образовавшейся и существующей трещин входе последующей четверти цикла нагружения; е) на первой стадии единичного акта увеличения длины трещины процесс накопления повреждения предполагается в виде суммы процессов накопления повреждений, обусловленных внешним полем напряжений и внутренним локальным полем напряжений, определяемым наличием трещины; ж) процесс накопления повреждений в зерне на стадиях зарождения и роста трещины характеризуется одними и теми же уравнениями.

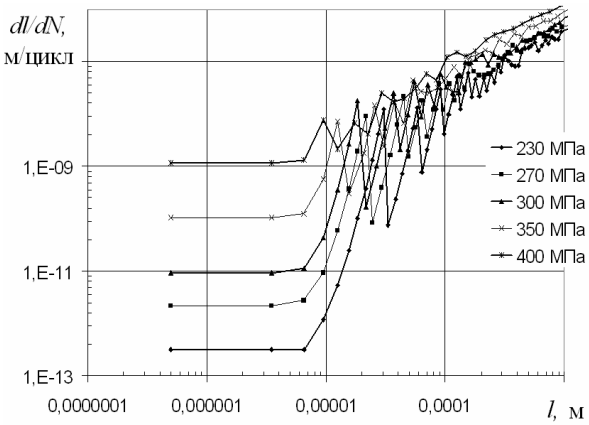
3. Численное моделирование кинетики роста трещин. Для анализа влияния асимметрии цикла нагружения на кинетику роста усталостных микротрещин было проведено моделирование с использованием модели, описанной в пункте 2. В качестве объекта исследования был изучен рост микротрещин в гладких образцах, нахо-

дящихся в условиях циклического растяжения-сжатия. Рассматривался случай образцов из титанового сплава Ti–6Al–4V и стали 45. Механические характеристики указанных материалов взяты из работ [5, 6]. Константы модели взяты из работы [4].

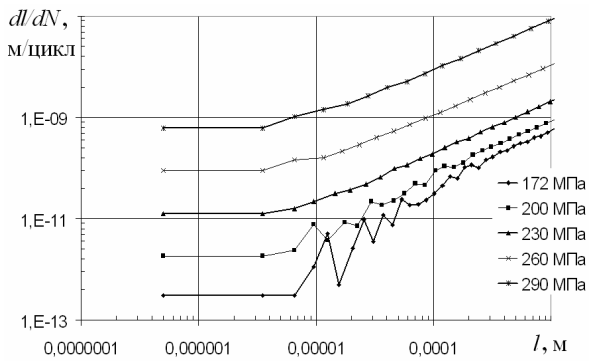
Результаты численного моделирования в виде зависимостей скорости роста трещины от ее длины для сплавов Ti–6Al–4V и сталь 45 приведены на рис. 1, 2 соответственно.



а.

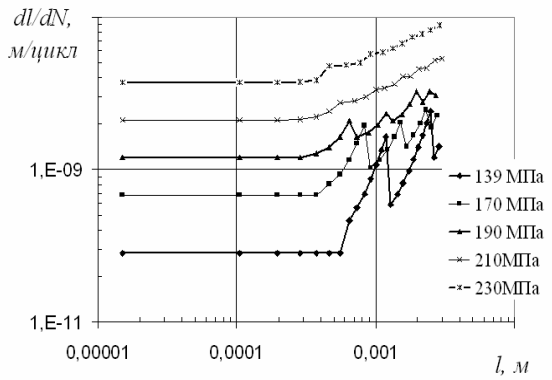


б.

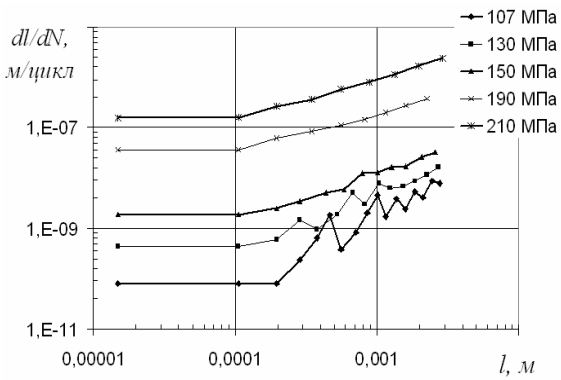


в.

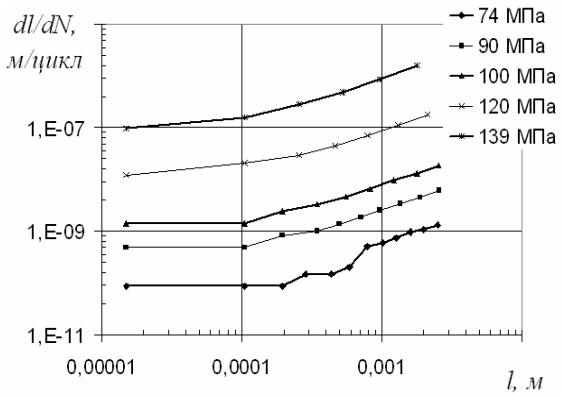
Рис. 1.



а.



б.



в.

Рис. 2.

Кривые, описывающие кинетику роста трещин представлены при различных значениях коэффициента асимметрии цикла нагружения: рис.1.*а* и рис.2.*а* при $R=-1$, рис.1.*б* и рис.2.*б* при $R=0$, рис.1.*в* и рис.2.*в* при $R=0{,}5$. Моделирование

проводилось при постоянной амплитуде напряжения. Значения данной величины указаны на рисунках.

Падения скорости роста трещины на графиках, приведенных на рис.1 и рис. 2 соответствуют увеличению размера зоны пластичности перед кончиком трещины на один характерный размер зерна. При симметричном цикле нагружения для обоих материалов можно выделить область амплитуд напряжений, для которых рост трещин является структурно зависимым вне зависимости от длины трещины и размера зоны пластичности перед кончиком трещины. В данной области не происходит перехода от стадии роста микротрещины к стадии роста макротрещины.

С увеличением коэффициента асимметрии цикла нагружения указанная выше область, во-первых, уменьшается, а, во-вторых, при некотором значении длины трещины (размера зоны пластичности перед кончиком трещины) характер роста становится структурно независимым. Данный переход для обоих материалов при коэффициенте асимметрии цикла нагружения равном 0,5 происходит при размере зоны пластичности перед кончиком трещины равном двум характерным размерам зерна. Таким образом, увеличение асимметрии цикла нагружения приводит к тому, что при всех уровнях амплитуды напряжений трещина переходит от стадии роста микротрещины к стадии роста макротрещины.

4. Заключение. В работе, с использованием предложенной ранее авторами структурной модели накопления повреждений, было проведено моделирование влияния асимметрии цикла нагружения на кинетику роста трещин. Анализ результатов моделирования показал, что увеличение асимметрии цикла нагружения приводит к тому, что переход от стадии роста микротрещины к стадии роста макротрещины происходит при любом уровне напряжений.

Список литературы

1. Коцаньда Ст. Усталостное растрескивание металлов. М.: Металлургия, 1990.
2. Schijve J. Fatigue of structures and materials in the 20th century and the state of the art // Int. J. of Fatigue. 2003. V. 25, p. 679-702.
3. Берендеев Н.Н., Любимов А.К. Описание дискретного роста микротрещин при многоцикловой усталости с использованием структурной модели накопления повреждений / Математическое моделирование в механике сплошных сред. Методы граничных и конечных элементов. Труды XXI международной конференции.-СПб: 4-7 октября 2005 г. СПб: ВВМ, 2006. с. 107-113.
4. Берендеев Н.Н., Любимов А.К. Моделирование роста микротрещин при многоцикловой усталости // Вестник ННГУ. Серия Механика /Нижегородский ун-т 2006, вып. 1(7). с. 114-122.
5. Nalla R.K., Boyce B.L., Campbell J.P., Peters J.O., Ritchi R.O. Influence of microstructure on high-cycle fatigue of Ti-6Al-4V: bimodal vs. Lamellar structure // Metallurgical and materials transactions A. 2002. V. 33A, p. 899-918.
6. Трощенко В.Т. Деформирование и разрушение металлов при многоцикловом нагружении. Киев: Наук. Думка, 1981.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДВУХОСНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ В ТРУБАХ НЕРАЗРУШАЮЩИМ УЛЬТРАЗВУКОВЫМ МЕТОДОМ

Никитина Н. Е.[1,2], Камышев А. В.[2], Смирнов В. А.[2]

[1] *Нф ИМАШ РАН,*
[2] *ООО «ИНКОТЕС», Нижний Новгород*
wvs@dynamo.nnov.ru; info@encotes.ru

Ультразвуковые методы измерения механических напряжений основаны на эффекте акустоупругости – зависимости скоростей упругих волн от напряжений (деформаций) в исследуемом материале. Основные принципы применения акустоупругого эффекта для определения плоского напряженного состояния конструкционных материалов с помощью объемных волн, распространяющихся по нормали к плоскости действия напряжений, наиболее полно освещены в недавно вышедшей монографии [1]. Результаты лабораторных и полевых испытаний на объектах ГАЗПРОМА позволили разработать и аттестовать в установленном порядке методику ультразвукового контроля напряжений в трубах большого диаметра [2]. В октябре прошлого года введен в действие национальный стандарт РФ, устанавливающий общие требования неразрушающего контроля напряжений в элементах конструкций [3].

Акустоупругость – эффект довольно «слабый» даже при напряжениях, близких к пределу текучести материала, поэтому его обнаружение и, тем более, практическое использование требует весьма прецизионных измерений. Инженерной фирмой «ИНКОТЕС» разработан прибор для измерения механических напряжений ИН-5101А, который позволяет в автоматическом режиме определять время распространения импульсов упругих волн в конструкционных материалах с точностью, необходимой для практической реализации явления акустоупругости, и вычислять двухосные напряжения на основе расчетных алгоритмов, приведенных в работах [1–3]. Прибор укомплектован трехкомпонентным пьезопреобразователем для излучения и приема двух сдвиговых, взаимно перпендикулярной поляризации, и продольной волн.

Эффективность разработанных метода и прибора неоднократно подтверждена при экспериментальных исследованиях напряженного состояния тонкостенных металлоконструкций, работающих под давлением. Например, при измерении осевого и окружного напряжений в ходе гидроиспытаний заглушенной трубной плети, сваренной из трубных катушек диаметром 1020 мм и толщиной стенки 9 мм, проведенных на полигоне УАВР ООО «Севергазпром», г. Ухта [4]. Испытания проводились под руководством специалистов ИТЦ ООО «Севергазпром», материал – импортная сталь шведской поставки. Средняя разница значений напряжений, измеренных экспериментально с использованием прибора ИН-5101А и рассчитанных по формулам теории упругости, не превысила 5% от предела текучести трубной стали, равного 500 МПа.

Здесь приведены результаты измерения механических напряжений в двух трубных плетях при их ступенчатом нагружении внутренним давлением. Измерения проведены в рамках ресурсных гидравлических испытаний труб из стали Х70 диаметром 1020 мм и толщиной стенки 14 мм, вырезанных из магистральных газопроводов и содержащих стресс-коррозионные дефекты. Испытания проводились под

руководством специалистов ИТЦ «Оргтехдиагностика» ОАО «Оргэнергогаз» на полигоне УАВР ООО "Пермтрансгаз", г. Чайковский.

Вычисление осевого s_z и окружного s_t напряжений, в соответствии с рекомендациями методики [2], проводится по формулам:

$$s_z = K_1\left(\frac{t_{01}t_3}{t_{03}t_1}-1\right)-K_2\left(\frac{t_{02}t_3}{t_{03}t_2}-1\right),$$
$$s_t = K_1\left(\frac{t_{02}t_3}{t_{03}t_2}-1\right)-K_2\left(\frac{t_{01}t_3}{t_{03}t_1}-1\right), \quad (1)$$

где K_1 и K_2 – коэффициенты упруго-акустической связи (КУАС) материала трубы;
t_{01}, t_{02}, t_{03} – значения задержек сдвиговых и продольной волны при начальном уровне напряжений (начальные значения);
t_1, t_2, t_3 – значения соответствующих задержек при текущем уровне напряжений (текущие значения).

Алгоритм расчета напряжений (1) содержит только безразмерные акустические параметры, не зависящие от изменения акустического пути при деформации материала, а в качестве «силовых» характеристик – величины, которые можно найти, зная величины констант линейной и нелинейной упругости материала, или экспериментально определить на образцах материала трубы при известном напряженном состоянии. Все упругие волны распространяются по нормали к плоскости действия напряжений (в радиальном направлении).

Формулы (1) позволяют достоверно определять напряженное состояние материалов, не обладающих анизотропией, значительно превышающей ту, которая может быть наведена напряжениями, доходящими до предела текучести материала. В настоящее время для изготовления труб большого диаметра используется листовой прокат (штрипс), в котором относительная разница величин t_{01}, t_{02} (величина собственной технологической анизотропии материала) может достигать 8 и более процентов. Поэтому для трубных сталей с параметрами собственной анизотропии, превосходящими 1,5–2%, расчет двухосного напряженного состояния рекомендуется проводить по формулам [2]:

$$s_z = K_1^{\parallel}\left(\frac{t_{01}t_3}{t_{03}t_1}-1\right)-K_2\left(\frac{t_{02}t_3}{t_{03}t_2}-1\right),$$
$$s_t = K_1^{\perp}\left(\frac{t_{02}t_3}{t_{03}t_2}-1\right)-K_2\left(\frac{t_{01}t_3}{t_{03}t_1}-1\right), \quad (2)$$

где $K_1^{\parallel}$, $K_1^{\perp}$ – коэффициенты упругоакустической связи для напряжений, действующих вдоль и поперек направления образующей трубы соответственно. Коэффициент K_2 является «поправочным», его зависимостью от направления действия напряжения по отношению к осям симметрии материала можно пренебречь.

Величина собственной акустической анизотропии материала труб оказалась равной 5% и 3%, поэтому расчет напряжений проводили в соответствии с формулами (2). Предварительно, в лабораторных условиях, были определены величины КУАС $K_1^{\parallel}$, $K_1^{\perp}$, K_2 при одноосном нагружении образцов стали Х70, вырезанных вдоль и поперек образующей трубы из темплетов, предоставленных сотрудниками ИТЦ ООО «Севергазпром».

Измеренные значения напряжений сравнивались с рассчитанными по формулам теории упругости [5,6]:

$$s_z = \frac{P}{\left(\frac{R}{R-h}\right)^2 - 1} \approx P\frac{R}{2h}, \quad s_t = \frac{P\left(\frac{R}{R-h}+1\right)}{\left(\frac{R}{R-h}\right)^2 - 1} \approx P\frac{R}{h}, \tag{3}$$

где P – гидростатическое давление; h – толщина стенки трубы; R – внешний радиус трубы (510 мм).

В процессе испытаний заглушенные трубы подвергались ступенчатому нагружению вплоть до достижения внутреннего давления 120 атм. Давление контролировалось манометрами. На каждой ступени нагружения были проведены акустические измерения и определены неразрушающим способом двухосные напряжения в соответствии с формулами (2). Расчетные значения напряжений вычислены по формулам (3).

Как показали экспериментальные результаты, вплоть до давления 120 атм. не замечено существенных отклонений напряженного состояния труб от предсказаний теории упругости. Средняя разница измеренных и расчетных значений напряжений не превысила 9 МПа для осевых напряжений и 18 МПа для окружных напряжений. Это составляет, соответственно, 2% и 4% от предела текучести материала, принятого равным 465 МПа (поскольку испытывались старые трубы, бывшие в эксплуатации, возможны небольшие отклонения их предела текучести от стандартных значений).

Результаты проведенных экспериментов показали, что нагружение заглушенной трубы внутренним давлением является хорошей тестовой задачей для проверки работоспособности и других неразрушающих методов измерения напряжений, не только акустического. Однако литературные и другие данные о такой проверке отсутствуют, хотя рекламных материалов много. В то же время метод акустоупругости, реализованный с помощью прибора ИН-5101А, выдерживает такую проверку с хорошими результатами. Это позволяет надеяться на успешное внедрение этого сравнительно нового перспективного метода в практику неразрушающего контроля крупногабаритных металлоконструкций.

Авторы выражают благодарность специалистам ИТЦ и УАВР ООО «Севергазпром», УАВР ООО «Пермтрансгаз» и ИТЦ «Оргтехдиагностика» ОАО «Оргэнергогаз» за помощь в организации и проведении испытаний.

Список литературы

1. Никитина Н.Е. Акустоупругость. Опыт практического применения. Н. Новгород: ТАЛАМ, 2005. 208 с.
2. Трубы стальные для трубопроводов. Методика выполнения измерений механических напряжений методом акустоупругости. Н. Новгород: ООО «ИНКОТЕС», 2006. 18 с.
3. ГОСТ Р 52731-2007. Контроль неразрушающий. Акустический метод контроля механических напряжений. Общие требования. М.: Стандартинформ, 2007.
4. Никитина Н.Е., Камышев А.В., Смирнов В.А., Борщевский А.В., Шарыгин Ю.М. Определение осевых и окружных напряжений в стенке закрытой трубы ультразвуковым методом на основе явления акустоупругости // Дефектоскопия. 2006. № 3. С. 49-54.
5. Феодосьев В.И. Сопротивление материалов. М: Наука, 1967. С. 281-286.
6. Работнов Ю.Н. Механика деформируемого твердого тела. М: Наука, 1980. с. 267-269.

РАСЧЕТ ВЛИЯНИЯ ДЕФЕКТОВ НА ФОРМУ РАВНОВЕСНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛЕНКИ НА ПОДЛОЖКЕ

Бычков А. А., Карпинский Д. Н.

Южный федеральный университет, г. Ростов-на-Дону, Россия.
karp@math.rsu.ru

Известно [1], что на границе раздела напыленной полупроводниковой $Ge_\eta Si_{1-\eta}$ пленки на Si подложке возникает деформация несовместности $\varepsilon_0 = (a_f - a_s)/a_s$ за счет различия постоянных решетки и подложки: для Si постоянная решетки $a_s = 0,5431$ нм, а для пленки $Ge_\eta Si_{1-\eta}$ постоянная решетки $a_f = 0,5431 + 0,01992\eta + 0,002733\eta^2$, $0 \le \eta \le 1$. Согласно [2], релаксация напряжения в пленке при малой деформации несовместности $\varepsilon_0 < 1,5\%$ ($\eta < 0,4$) происходит двумя основными способами: 1) с помощью образования волнистой поверхности (выпуклости, разделенные узкими канавками) на первоначально плоской пленке в процессе ее отжига (неустойчивость Азаро–Тиллера–Гринфельда), 2) путем зарождения дислокаций несовместности (ДН) на границе раздела пленки и подложки. В первом случае неустойчивость первоначально плоской пленки связана с тем, что волнистая поверхность напряженной пленки имеет меньшую суммарную энергию (энергия деформирования + поверхностная энергия) вследствие упругой релаксации напряжения в вершинах выступов. С увеличением толщины пленки последовательно возникают первый, а затем второй механизмы релаксации [2]. Механизмом образования плоской или волнистой поверхности пленки является поверхностная диффузия, которая обеспечивает перенос материала вдоль возмущенной поверхности, которая постепенно переходит в состояние равновесия. Причем установление плоской или волнистой равновесной поверхности зависит от типа возмущения, величины деформации несовместности, толщины пленки и свойств ее материала.

Оценка условий перехода от равновесной плоской пленки к волнистой в [3] основана на определении знака приращения свободной энергии $\Delta F = \Delta F_1 + \Delta F_2$, где ΔF_1 – увеличение поверхностной энергии за счет искривления поверхности пленки, а ΔF_2 – величина релаксации упругой энергии. В этой работе возмущения предполагались малой амплитуды и менялась только длина волны возмущения. Уточнение расчетов [3] при немалых амплитудах возмущения в рамках плоской задачи и с учетом ДН выполнено в [4].

В данной работе представлены результаты расчета для трехмерной пленки $Ge_\eta Si_{1-\eta}$ на подложке с учетом немалых возмущений ее поверхности при $\eta < 0,4$ и толщинах пленки, при которых еще невозможен дислокационный механизм релаксации напряжения.

Обсудим вначале способ возмущения плоской поверхности полупроводниковой пленки $Ge_\eta Si_{1-\eta}$ на Si подложке под действием периодического возмущения конечной амплитуды. Пусть пленка имеет форму полосы шириной d_0, вытянутой вдоль оси Ox. Будем описывать профиль пленки как $z = h(x,y) = h_0 + V(x,y)$, где $V(x,y)$ – периодическое возмущение с длинами волн $\lambda_1 = 2\pi a_1$ (вдоль оси Ox) и $\lambda_2 = 2\pi a_2$ (вдоль оси Oy), а h_0 – толщина плоской пленки. В этой работе ограни-

чимся случаем $\lambda_1 = \lambda_2 = 2\pi a$. В данной работе поверхность пленки задавалась в виде двумерной циклоиды [5]. В этом случае форма возмущенной поверхности $V(x, y)$ в параметрической форме имеет вид

$$x = au - d\sin u,$$
$$y = av - d\sin v, \tag{1}$$
$$z = h_0 - d^2/a - d\left(\cos u + \sin v\right).$$

Здесь u и v – параметры поверхности, а d – амплитуда циклоиды. Соотношение (1) учитывает закон сохранения материала пленки при ее возмущении $\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^{2\pi} V(u,v)\frac{\partial x}{\partial u}\frac{\partial y}{\partial v}dudv = 0$. В расчете, аналогично [4], используется следующая зависимость удельной поверхностной энергии $\gamma(\theta)$ от угла θ между осью Oz и нормалью к данной точке возмущенной поверхности [6]

$$\gamma(\theta) = \gamma_0\left(1 + \beta\sqrt{\sin^2\left(\pi\theta/(2\theta_0)\right) + G^{-2}}\right). \tag{2}$$

Угол θ определяется направляющим косинусом n_z, который, в свою очередь, задается выражением

$$n_z = \frac{1}{\sqrt{\left[\partial(y,z)/\partial(u,v)\right]^2 + \left[\partial(z,x)/\partial(u,v)\right]^2 + 1}}, \tag{3}$$

где функциональные определители $\partial(y,z)/\partial(u,v)$ и $\partial(z,x)/\partial(u,v)$ имеют вид

$$\partial(y,z)/\partial(u,v) = \begin{vmatrix} \frac{\partial y}{\partial u} & \frac{\partial z}{\partial u} \\ \frac{\partial y}{\partial v} & \frac{\partial z}{\partial v} \end{vmatrix}, \qquad \partial(z,x)/\partial(u,v) = \begin{vmatrix} \frac{\partial z}{\partial u} & \frac{\partial x}{\partial u} \\ \frac{\partial z}{\partial v} & \frac{\partial x}{\partial v} \end{vmatrix}.$$

Потерю устойчивости равновесия плоской пленки обусловим сменой знака у приращения свободной энергии δF участка поверхности пленки при наложении возмущения $V(x, y)$ на плоскую пленку

$$\delta F = \int\limits_S \tilde{\gamma} dS + \int\limits_S w dudv - \gamma_0 S - \frac{1}{2}M\varepsilon_0^2 S, \tag{4}$$

где поверхностная жесткость $\tilde{\gamma}(\theta)$ определена формулой

$$\tilde{\gamma}(\theta) = \gamma(\theta) + \partial^2\gamma/\partial\theta^2,$$

площадь элемента поверхности dS и плотность упругой энергии на поверхности пленки w в (4) имеют вид

$$dS = \sqrt{\left[\partial(y,z)/\partial(u,v)\right]^2 + \left[\partial(z,x)/\partial(u,v)\right]^2 + 1}dudv,$$
$$w = \frac{1}{2M}\left(\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}\right)^2.$$

В (4) S – площадь проекции выбранного участка поверхности пленки на плоскость xOy, $M = \frac{2\mu}{1-\nu}$, μ – модуль сдвига, ν – коэффициент Пуассона пленки.

Вычисления приращений поверхностной энергии δF_S (первое и третье слагаемые в (4)) показали существенное различие результатов при учете изотропной

$(\beta = 0)$ и анизотропной поверхностной жесткости $\gamma(\theta)$. В (2) для $Ge_\eta Si_{1-\eta}$ выбраны $\gamma_0 = 1{,}5 Дж/м^2$, $\beta = 0{,}0025$, $\theta_0 = \pi/8$, $G = 500$.

Расчет упругих напряжений во втором слагаемом (4) выполнен методом конечных элементов (пакет FlexPDE5). Пространственная задача теории упругости для области пленки (без учета дефектов) решалась при следующих граничных условиях, выраженных в компонентах вектора перемещения $u_i(x,y,z)$, $i = x,y,z$ и тензора напряжений $\sigma_{ij}(x,y,z)$, $i,j = x,y,z$: 1) на боковых поверхностях заданы перемещения и напряжения, $x = 0(l_x)$, $0 < y < l_y$, $0 < z < h(x,y)$: $u_x = \pm\varepsilon_0 l_x/2$, $u_y = \varepsilon_0(y - l_y/2)$, $\sigma_{xx} = 0$; $y = 0(l_y)$, $0 < x < l_x$, $0 < z < h(x,y)$: $u_x = \varepsilon_0(y - l_x/2)$, $u_y = \pm\varepsilon_0 l_y/2$, $\sigma_{yy} = 0$; 2) на нижней поверхности $0 < x < l_x$, $0 < y < l_y$, $z = 0$: $u_x = \varepsilon_0(y - l_x/2)$, $u_y = \varepsilon_0(y - l_y/2)$, $u_z = 0$; 3) на верхней свободной поверхности $0 < x < l_x$, $0 < y < l_y$, $z = h(x,y)$: $\sigma_{nn} = 0$. В расчете подложка предполагалась недеформируемой, параметры пленки: $l_y = d_0 = 160$ нм, $l_x = 4l_y$, $h_0 = 30$ нм, $\mu = 1{,}5 \cdot 10^{11} Па$, $\nu = 0{,}3$.

Другой вариант расчета связан с введением между пленкой и подложкой сквозной трещины (СТ), которой соответствует узкая щель (ширина 1нм) на границе раздела длиной $2l = k \cdot h_0$, $k = 1,2,\ldots$ Берега СТ свободны от напряжений: $\sigma_{nn} = 0$.

Выводы

С увеличением длины СТ растет ее влияние на условия потери устойчивости плоской пленки Ge_xSi_{1-x} на Si подложке, которая переходит к волнистой форме ее свободной поверхности. Влияние анизотропии поверхностной энергии на условия потери устойчивости плоской пленки велико и требуется уточнение параметров анизотропии.

БЛАГОДАРНОСТИ: Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №07-01-00050_а).

Список литературы

1. Gao H. Some general properties of stress driven surface evolution in a heteroepitaxial thin film structure. //Journ.Mech.Phys.Sol., 1994. V.42. p.741-759.
2. Paul D.J. Si/SiGe heterostructures: from material and physics to devices and circuits. //Semicond. Sci. Technol. 2004. V.19. R75-R108.
3. Muller P., Saul A. Elastic effects on surface physics. //Surface Science Report, 2004, V.54, p.157-258.
4. Бычков А.А., Карпинский Д.Н. Влияние дислокаций несовместности на равновесную форму полупроводниковой пленки. //Деформация и разрушение материалов, 2005, № 7, с.27-30.
5. Chiu C.-H., Gao H. Stress singularities along a cycloid rough surface. //International Journal of Solids and Structure. 1993. V.30. №21. p.2983-3012.
6. Eisenberg H.R., Kandel D. The origin and properties of wetting layer and early evolution of epitaxially strained thin films. //Phys. Rev. B, 2002. V.66. 155429.

СТРУКТУРА И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИОГЕННОЙ СТАЛИ 0Н6 ПОСЛЕ НАГРЕВА В МЕЖКРИТИЧЕСКИЙ ИНТЕРВАЛ ТЕМПЕРАТУР

Хомская И. В., Зельдович В. И.

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

Известно положительное влияние закалки из межкритического интервала температур на механические свойства среднеуглеродистых конструкционных и двухфазных никелевых сталей [1–3]. Ранее в [4] нами было показано, что структура низкоуглеродистых сплавов Fe–6% Ni, близких по составу к промышленной криогенной стали, формируется в процессе полиморфных $\alpha\rightarrow\gamma$ и $\gamma\rightarrow\alpha$ превращений, происходящих при термической обработке. Изменяя механизм $\alpha\rightarrow\gamma$ превращения в исследованных сталях за счет изменения скорости нагрева, получали участки γ-фазы различной морфологии [4]. Обнаруженные закономерности представляют интерес не только с точки зрения выяснения общей картины процесса образования аустенита, но и в аспекте влияния полученных структур на механические свойства исследованных сталей.

В работе изучено влияние различных типов структур, формирующихся в межкритическом интервале температур, на прочность, пластичность и ударную вязкость криогенной стали 0Н6 (0,1 вес.% C, 6,9 Ni, 0,4 Si, 0,008 P, ост. Fe). В качестве исходного состояния использовали две структуры: феррит+зернистый цементит и пакетный (реечный) мартенсит. Для получения структуры феррит с дисперсными частицами цементита заготовки деформировали при комнатной температуре на ~25% и подвергали рекристаллизации в α-состоянии при 600˚С, 6ч. Мартенситную структуру получали закалкой от 950°С в ледяной соленой воде. Режимы термической обработки были подобраны таким образом, чтобы величина исходного ферритного и исходного аустенитного зерна были равны. Нагрев в межкритический интервал осуществляли с разными скоростями ($V_н$) для того, чтобы получить различные морфологические разновидности аустенита, отличающиеся размерами и формой кристаллов (таблица).

Таблица. **Различные типы структур, полученные в стали 0Н6, после медленного и быстрого нагрева в межкритический интервал температур**

Исходная структура	$V_н$, град/мин	Структура, полученная после охлаждения из межкритического интервала температур
феррит+ зернистый цементит	0,05	дисперсная видманштеттовая феррито-мартенситная структура
	100	глобулярная феррито-мартенситная структура
мартенсит	0,4	дисперсная пластинчатая дуплексная структура
	100	смешанная пластинчато-глобулярная дуплексная структура

Всего было получено четыре типа структур: глобулярные зерна аустенита; видманштеттовая, пластинчатая и смешанная пластинчато-глобулярная структуры. Дисперсная пластинчатая или видманштеттовая структура аустенита образуются при

медленном ($V_н$ = 0,4–0,05 град/мин) нагреве мартенситной или ферритной структуры, соответственно. Глобулярные зерна или смешанная пластинчато-глобулярная структура аустенита формируется при ускоренном нагреве ($V_н$ = 100 град/мин) ферритной или мартенситной структуры. Образующийся аустенит при охлаждении из межкритического интервала температур превращается в α-фазу. Продукты γ→α превращения размещаются в пределах участков бывшей γ-фазы. Режимы термической обработки были подобраны таким образом, чтобы в результате частичных α→γ и γ→α превращений получить либо феррито-мартенситную структуру, либо дуплексную структуру, состоящую из отпущенного мартенсита и участков со структурой «нового» мартенсита. При этом количество «нового» мартенсита в каждом из четырех типов структур было регламентировано и составляло 20–30% и 50–60%. Все типы структур, полученных в исследованной стали, после охлаждения из межкритического интервала температур, приведены в таблице.

Результаты испытаний механических свойств стали с исходной структурой феррит + зернистый цементит после нагрева до различных температур в двухфазной (α+γ)-области показали, что характеристики прочности и пластичности феррито-мартенситных структур имеют промежуточные значения между характеристиками отдельных фаз феррита и мартенсита, составляющих эти структуры (рис.1*а*, 1*б*). Видно, что дисперсная видманштеттова феррито-мартенситная структура, содержащая 20-30% мартенсита в сравнении с глобулярной, обладает более благоприятным сочетанием прочности, пластичности и ударной вязкости (рис.1).

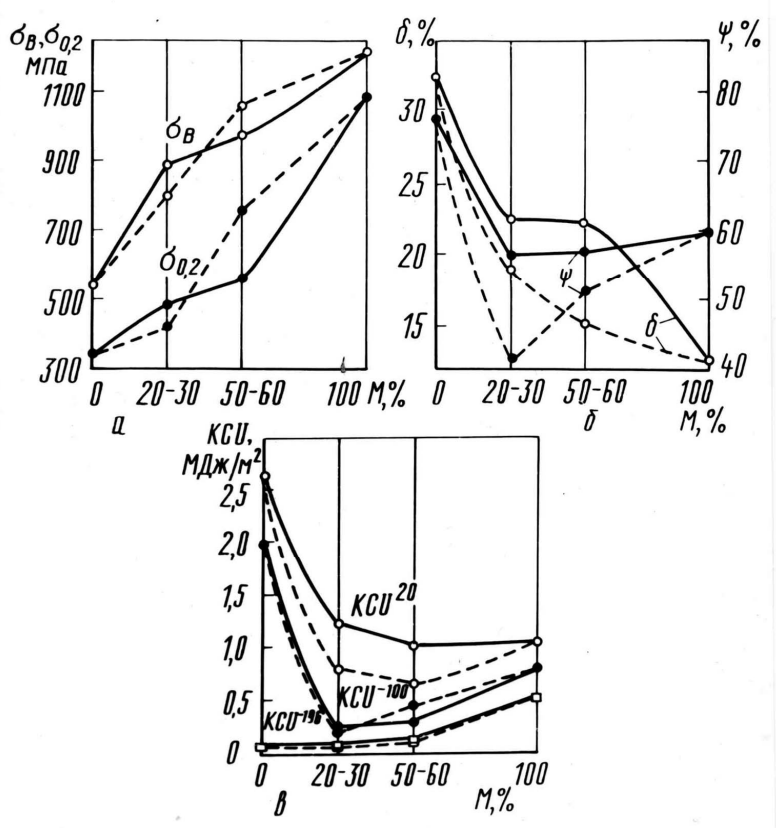


Рис. 1. Зависимость механических свойств стали 0Н6 от количества мартенсита (М%) в структуре: сплошные линии – видманштеттова; пунктирные линии – глобулярная феррито-мартенситная структура

Было определено также, что дисперсная пластинчатая дуплексная структура, содержащая ~30% «нового» мартенсита, имеет более высокий комплекс пластических свойств (δ = 25%, ψ = 65%) и ударной вязкости (KCU^{-100} = 1,2; KCU^{-196} = 0,6 МДж/м^2) при сохранении удовлетворительного уровня прочности ($\sigma_в$ = 800 МПа; $\sigma_{0,2}$ = 480 МПа), чем смешанная пластинчато-глобулярная дуплексная структура с таким же количеством «нового» мартенсита (δ = 15%, ψ = 55%; KCU^{-100} = 1,0; KCU^{-196} = 0,6 МДж/м^2; $\sigma_в$ = 1080 МПа; $\sigma_{0,2}$ = 800 МПа). Следовательно, и для ферритной и для мартенситной исходной структуры важ-

на скорость нагрева в межкритический интервал температур.

Сравним зависимости ударной вязкости от температуры испытания исследуемой стали с двумя типами исходных структур: феррит + зернистый цементит (кривые 1 и 2) и мартенсит (кривые 3 и 4) после медленного и быстрого нагрева в двухфазную (α+γ)-область и охлаждения в воде (рис. 2).

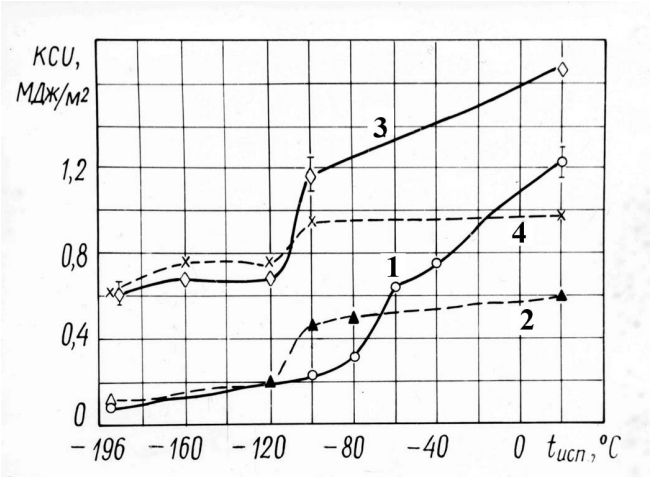


Рис. 2. Зависимость ударной вязкости от температуры испытания стали 0Н6 со структурами: феррит + цементит (1,2) и мартенсит (3,4) после нагрева в межкритический интервал температур с различными скоростями: сплошные линии – $V_н$ = 0,4–0,05 град/мин; штриховые линии – $V_н$ = 100 град/мин.

Видно, что ударная вязкость стали с исходной мартенситной структурой при температуре испытания $t_{исп.}$= 20°С в 1,3 раза, а при $t_{исп.}$= –120 и –196°С в 3,5 и 6 раз выше, чем стали с исходной ферритной структурой. Кроме того, результаты механических испытаний исследуемой стали с двумя типами исходных структур показали, что сталь с исходной мартенситной структурой после закалки из межкритического интервала температур имеет более высокие (до 1,5 раз) характеристики пластичности при сохранении высокого уровня прочности, чем сталь с исходной структурой феррит + цементит. Определено, что в сравнении с полной закалкой, закалка из межкритического интервала приводит к повышению ударной вязкости исследуемой стали при сохранении удовлетворительного уровня прочности. Уровень ударной вязкости крупнозернистой стали с исходной мартенситной структурой можно существенно повысить за счет закалки из двухфазной (α+γ)-области.

Работа выполнена по плану РАН (тема № г. р. 01. 2. 006. 13392) и при частичной финансовой поддержке гранта НШ-643.2008.3

Список литературы

1. Полякова А.М., Садовский В.Д. Межкритическая закалка конструкционных сталей // МиТОМ. 1970. №1. С. 5-8.
2. Голованенко С.А., Фонштейн Н.М. Двухфазные низколегированные стали. М.: Металлургия,1984. 205 с.
3. Штратман П., Хорнбоген Э. Механические свойства двухфазных дуплексных и дисперсных структур никелевых сталей // Черные металлы. 1979. №12. С.35-40.
4. Зельдович В.И., Хомская И.В. Влияние скорости нагрева и исходной структуры на процесс образования аустенита в низкоуглеродистых сплавах Fe-6%Ni // ФММ. 1988. Т.65. № 2. С. 365-374.

О СТРУКТУРНОМ СОСТОЯНИИ ГРАНИЦ ЗЕРЕН В УСЛОВИЯХ СВЕРХПЛАСТИЧНОСТИ

Брюховецкий В. В., Кузнецова Р. И., Пойда В. П.[*], Пойда А. В.

Институт электрофизики и радиационных технологий НАН Украины,
г. Харьков, Украина,
ntcefo@yahoo.com
[*] *Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина,*
г. Харьков, Украина

Надежно установлено, что границы зерен являются главным структурным элементом для сверхпластичности разных видов, на что указывает высокий вклад зернограничного проскальзывания в деформацию. Но поскольку сверхпластичность проявляется только в определенных температурно-скоростных условиях, возникает вопрос – не является ли состояние границ зерен в этих условиях тоже особым?

Высокотемпературная сверхпластичность, как было установлено (см. напр. [1, 2]), обязана присутствию жидкой фазы на границах зерен. Ее роль в осуществлении сверхпластической деформации состоит в обеспечении интенсивного зернограничного проскальзывания, осуществляющегося по механизму вязкого течения, что проявляется в высоком значении показателя скоростной чувствительности напряжения течения m, и в облегчении процесса аккомодации формы зерен при их проскальзывании.

В то же время, многочисленные исследования различных материалов свидетельствуют о том, что эффект сверхпластичности реализуется и тогда, когда исследуемый материал находится полностью в твердом состоянии, и при этом проявляются те же феноменологические признаки, что и в случае высокотемпературной сверхпластичности.

В [3] была высказана мысль, что для реализации материалом сверхпластичных свойств, существенно важной является высокая динамическая активность структурных элементов. Поскольку наибольший вклад в процесс развития сверхпластической деформации вносит зернограничное проскальзывание, речь может идти о динамической активности границ.

Проведя анализ результатов ряда исследований, было обращено внимание на то, что в различных материалах, проявляющих структурную сверхпластичность в твердом состоянии, и даже для различных видов сверхпластичности (структурная сверхпластичность, сверхпластичность при фазовом превращении) сверхпластичность обнаруживается тогда, когда в них протекают структурные или фазовые превращения, то есть при условии неравновесного состояния материала.

В случае структурной сверхпластичности эта неравновесность может быть обусловлена взаимодействием решеточных дислокаций с границами зерен [4], приводящем к интенсивной перестройке атомной структуры границ вплоть до «жидкоподобного состояния» [5], что может реализоваться и в неподвижной границе. Вместе с тем многочисленные данные о сверхпластичности материалов в твердом состоянии указывает на высокую динамическую активность границ зерен, проявляющуюся в таких процессах как динамическая рекристаллизация и миграция границ [6, 7]. Эти процессы связаны со структурной перестройкой границ зерен, приводящей к их перемещению в направлении, перпендикулярной плоскости границы. Если принять модель Мота для миграции границ [5], становится ясным, почему проскальзывание

по границам зерен в этих условиях приобретает черты вязкого течения с высоким значением показателя m.

Рассмотрим такую разновидность сверхпластичности, которую называют сверхпластичностью превращения. Известно, что сверхпластичность превращения проявляют материалы, когда их деформирование осуществляется при термоциклировании в интервале температур, включающем температуру фазового превращения, либо при фиксированной температуре вблизи температурного интервала превращения [9]. В связи с этим представляет интерес поведение железа при полиморфном $\gamma \leftrightarrow \alpha$ превращении [10]. В условиях, когда деформация начинается при температуре, несколько более высокой, чем температура превращении, коэффициент скоростной чувствительности m составляет величину 0,2, и образец деформируется как несверхпластичный. При понижении температуры по мере увеличения интенсивности фазового превращения в ходе деформации значение m начинает увеличиваться и может достигать значений, близких к 1. Материал при этом деформируется сверхпластично. При дальнейшем понижении температуры, когда интенсивность фазового превращения уменьшается, значение показателя m снижается. Когда же происходит стабилизация новой структуры, значение m снова составляет величину 0,2, и течение становится несверхпластичным. Циклирование температуры приводит к циклическому перемещению межфазных границ γ–α, проходя через которые атомы совершают перестройку структуры фаз из одной в другую. То есть, сверхпластическая деформация осуществляется только при условии динамичности межфазной границы, что, по-видимому, и приводит к интенсивному зернограничному проскальзыванию на этих границах, носящему признаки вязкого течения.

Проанализируем проявление эффекта сверхпластичности в типичных сверхпластичных эвтектических сплавах Pb–Sn, Bi–Sn, Bb–Cd и эвтектоидного Zn–Al. Сверхпластичность в этих сплавах реализуется в твердом состоянии и ее отнесли к структурной сверхпластичности. Диаграммы состояния указанных систем характеризуются тем, что растворимость одного из компонентов в другом значительна и сильно изменяется с температурой, а для другого она очень ограничена. Нагревание таких сплавов до температуры испытания сверхпластичности будет приводить к нарушению равновесия фаз, их состава и относительного количества [11]. При температуре испытания сверхпластичности будет проходить установление нового равновесного фазового состава. Приближение к нему будет осуществляться путем диффузии через межфазные границы α–β, то есть при действии растворно-осадительного механизма, предложенного Бочваром [12]. Фактически сверхпластичность типичных сверхпластичных сплавов осуществляется в ходе фазового перехода части одной из фаз в другую и может быть отнесена и к сверхпластичности превращения. Границы между фазой α и фазой β в процессе установления равновесного состояния, совпадающего по времени с процессом сверхпластической деформации, будут находиться в динамичном состоянии, выражающемся в переходах атомов через нее из одной фазы в другую. Эта динамичность границ, обязанная фазовому превращению, может и быть ответственной за способность их к интенсивному зернограничному проскальзыванию.

Итак, анализ различных видов сверхпластичности отчетливо указывает на то, что зернограничное проскальзывание в условиях проявления сверхпластичности активизировано и носит вязкий характер, что проявляется в высоком значении показателя m для всех видов сверхпластичности. Поскольку сверхпластичность реализуется в неравновесной системе, то всегда сверхпластичекая деформация будет сопровождаться или даже быть следствием тех структурных и фазовых превращений, которые проходят в системе в ходе установления равновесия.

Каким же должно быть состояние границ, которое может обеспечить протекание интенсивного зернограничного проскальзывания и вязкий характер его поведения?

В случае высокотемпературной сверхпластичности вопрос ясен. Наличие жидкой фазы на границах зерен создает прослойку, которая течет вязко и обеспечивает, тем самым, протекание интенсивного зернограничного проскальзывания. В остальных случаях, когда сверхпластическая деформация осуществляется в материале, находящемся в твердом состоянии, необходимо такое активизированное состояние границы, чтобы она могла проявить вязкие свойства. Как видно из проведенного анализа, это реализуется в границах, проявляющих динамическую активность.

В случае движущейся границы, как это имеет место при структурных превращениях (динамическая рекристаллизация, миграция границ) или фазовых превращениях (полных или частичных), процесс ее перемещения в направлении, перпендикулярном плоскости границы, должен сопровождаться атомной перестройкой в этой границе. Эта перестройка включает отрыв атома от старой позиции, промежуточную его локализацию между соседствующими зернами (фазами), когда он не связан ни с одной из них, и затем встраивание в структуру другого зерна (фазы). В этом промежуточном состоянии атом пребывает в возбужденном состоянии и, по-видимому, таком, что состояние возбужденных атомов подобно состоянию атомов в жидкой фазе, то есть состояние границы в этих условиях можно считать «жидкоподобным» (аморфным). Эта динамичная прослойка возбужденных атомов и позволяет зернограничному проскальзыванию протекать по законам вязкого течения. О возможности наличия возбужденного состояния атомов в метасабильной зернограничной фазе нанокристаллических материалов в условиях низкотемпературной сверхпластичности отмечалось и в работе [13].

Итак, проявление сверхпластичности разных видов обязано, по-видимому, одной причине – наличию на границах зерен жидкости или возбужденных до жидкого состояния атомов, которое возникает в условиях сверхпластической деформации на динамически активных границах зерен или фаз.

Список литературы

1. Nieh T.G., Wadsworth J. Mater. Sci. Forum., 1997, V.233-234, P. 383-398.
2. Bryukhovetsky V.V., Kuznetsova R.I., Zhukov N.N., Poida V.P. and Klepikov V.F. Phys. Stat. Sol. (a), 2005, V.202, N.9, P. 1740-1750.
3. Лихачёв В.А., Мышляев М.М., Сеньков О.Н. ФММ, 1987, Т.63, В.6, С. 1045-1060.
4. Валиев Р.З., Кайбышев О.А. Докл. АН СССР, 1977, Т.236, №2, С.339-342.
5. Рыбин В.В., Перевезенцев В.Н. Письма в ЖТФ, 1981, Т.7, В.19, С.1203-1205.
6. Брюховецкий В.В., Кузнецова Р.И., Пойда В.П. ФММ, 2003, Т.96, №2, С.106-113.
7. Брюховецкий В.В., Пойда В.П., Кузнецова Р.И., Клепиков В.Ф. Вопросы атомной науки и техники, 2005, № 3 (86), С.47-50.
8. Mott N.F. Proc. Phys. Soc., 1948, V.60, P.391-394.
9. Edington J.W., Melton K.N., Cutler C.P. Prog. in Mat. Sci., 1976, V.21, N2, P. 61-170.
10. Смирнов О.М. Обработка металлов давлением в состоянии сверхпластичности. – М.: Машиностроение, 1979, 184 с.
11. Кузнецова Р.И., Кайбышев О.А. Доклады АН СССР, 1981, Т.257, №4, с.863-866.
12. Бочвар А.А. Изв. АН СССР, ОТН, 1948, №5, С.649-653.
13. Олемской А.И., Валиев Р.З., Хоменко А.В. Металлофиз. новейшие технол., 1999, Т.21, №4, С.43-58.

ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕЛЬЧЕНИЯ ЗЕРНА В СОВРЕМЕННЫХ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВАХ СПОСОБОМ ТЕРМОДЕФОРМАЦИОННОЙ ПРОКАТКИ В КАЛИБРАХ

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

ФГУП ЦНИИ КМ «Прометей», Россия
vvv@prometey2.spb.ru

Термодеформационная прокатка в калибрах – один из распространенных технологических способов производства катаных полуфабрикатов и листов из алюминиевых сплавов. На основе многолетнего практического опыта считается, что прокатка наиболее эффективна при высоких температурах (~0,6 $T_{плавления}$). Разработка новых марок конструкционных высокопрочных свариваемых и коррозионно-стойких алюминиевых сплавов с измельченным зерном и фазами наноструктурного масштаба требует изыскания путей совершенствования действующих и поиска наилучших условий пластической деформации слитков. Цель выполненной работы – оценка возможностей теплой и горячей ($180 < T < 450^0$C) прокатки в калибрах перспективных алюминиевых сплавов с деформацией ε в диапазоне 0,3–1,9.

По результатам механических испытаний и металлографического исследования образцов сплавов системы Al–Mg (1561), Al–Mg–Sc (1575-1) и Al–Zn (1980) установлено, что при повышении температуры прокатки происходит снижение эффекта упрочнения, что обусловлено действием ряда термически активируемых процессов:

- явлением возврата механизмом полигонизации, благодаря которому в деформированных зернах происходит перераспределение дислокаций с формированием преимущественно малоугловых границ;

- диффузией химических элементов, приводящих к образованию ликваций, зон с различающимся химическим потенциалом, кластеров, фаз и отдельных частиц разного химического состава, морфологии, размеров и структуры.

Влияние температуры прокатки T особенно заметно в изменении механических параметров сплава 1575-1 (рис.1), где на графике $\sigma_{0,2}/\sigma_B = f(T)$ отчетливо видны экстремумы (минимумы).

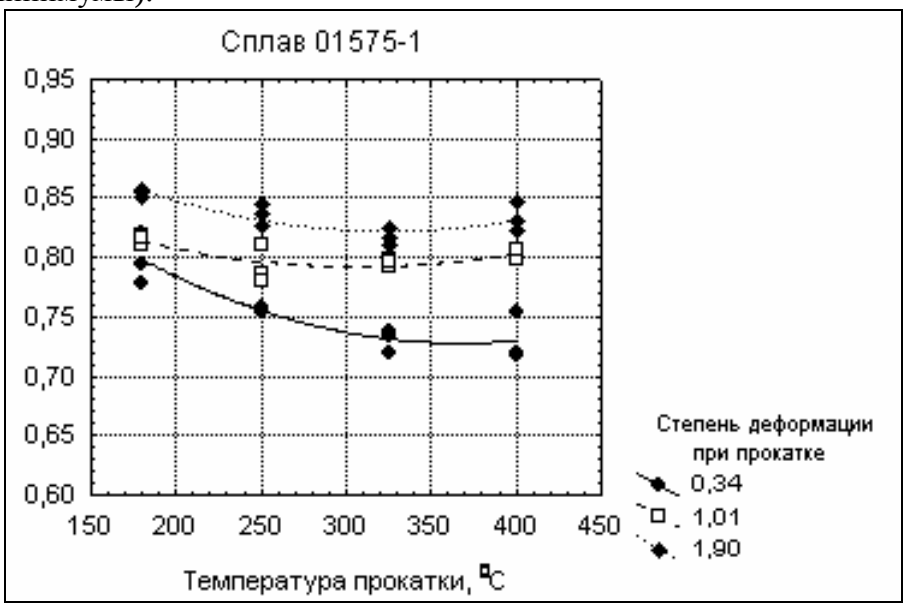


Рис.1. Параметр $\sigma_{0,2}/\sigma_B$ (вертикальная ось) в зависимости от температуры прокатки.

Наличие экстремумов свидетельствует о том, что в объеме образцов достигнуто равновесие (баланс) между эффектами упрочнения и разупрочнения, в результате чего сформирована «совершенная» полигонизованная субструктура. Видится важным, что положение экстремума ($\sigma_{0,2}/\sigma_B$) относительно температурной оси и протяженность горизонтальной площадки около него зависят от степени деформации образца. Так, при деформации $\varepsilon = 0{,}34$ равновесие в структуре сплава достигается в узком температурном интервале при T = 350–370^{0}C и $\sigma_{0,2}/\sigma_B = 0{,}72$. При увеличении степени деформации до $\varepsilon = 1{,}9$ площадка «квазиравновесия» соответствует температурному интервалу 270–350^{0}C на уровне $\sigma_{0,2}/\sigma_B = 0{,}82$. Отмеченная особенность свидетельствует о том, что в достижении динамического баланса между эффектами упрочнения и разупрочнения доминантная роль принадлежит дефектам дислокационной природы – дислокационным ансамблям. Причем однородность (равномерность) распределения дефектов определяется степенью пластической деформации: после небольших деформаций равновесие реализуется «в точке», а после значительной деформации – в интервале температур.

Металлографические исследования показали, что в состоянии максимального упрочнения в сплавах Al–Mg (1561) и Al–Mg–Sc (1575-1) композиций строение зерен характеризуется исчерпанием запаса пластичности. Например, в сплаве 1575-1 зерна, средний размер которых оценен в 10 мкм, в большинстве имеют извилистые границы и рассечены протяженными (до 1 мм) и узкими (менее 2 мкм) полосами локализованной деформации (рис.2). Обработка заготовок с меньшими деформациями ($\varepsilon = 0{,}34$) сохраняет в зернах правильную равноосную форму с четкими высокоугловыми границами как результат локальной упругопластической аккомодации.

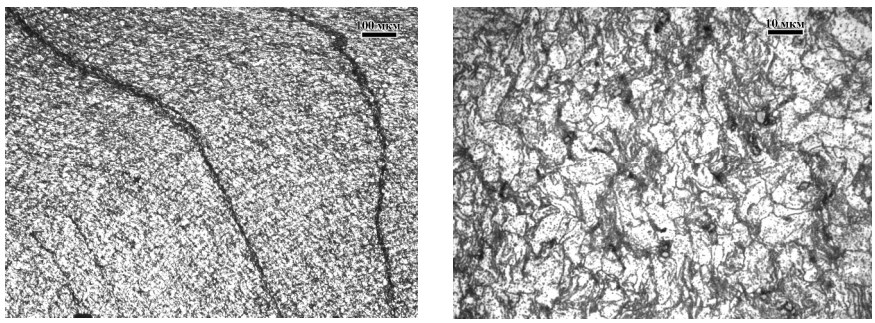


Рис. 2. Структура сплава 1575-1 после прокатки в калибрах при T = 180^{0}C с ε = 1,9 в состоянии максимального упрочнения.

Результаты исследований показали, что при термодеформационной обработке в калибрах удовлетворительные технологические и структурно-механические свойства сплавов реализуются не столько за счет измельчения зерна, сколько от условий взаимодействия в системе дефектов кристаллического строения, прежде всего ансамблей дислокаций. На основании полученных данных установлены границы допустимых технологических воздействий при прокатке в калибрах алюминиевых сплавов типов 1561, 1575-1 и 1980.

Выводы

Технологические режимы горячей и теплой прокатки в калибрах алюминиевых сплавов типа 1561 (Al–Mg), 1575-1 (Al–Mg–Sc) и 1980 (Al–Zn) можно оптимизировать по результатам механических испытаний образцов посредством отношения $\sigma_{0,2}/\sigma_B$ в зависимости от температуры деформации.

ИЗМЕЛЬЧЕНИЕ ЗЕРЕН КАК ПОРОГОВОЕ ЯВЛЕНИЕ В ПРОЦЕССАХ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ

Барахтин Б. К., Громова Н. Б., Лебедева Н. В., Мушникова С. Ю.

ФГУП ЦНИИ КМ «Прометей», Россия
vvv@prometey2.spb.ru

Издревле металлические материалы обрабатываются путем их пластической деформации, которая наилучшим образом реализуется при высоких температурах. К настоящему времени для условий горячей деформации сформулированы научные основы управления структурой и свойствами материалов, построены карты технологических процессов [1, 2]. Тем не менее, в связи с постоянным ростом требований, которым должны соответствовать материалы XXI века, совершенствованием технологий их производства, интерес к горячей деформации не ослабевает.

Целью работы являлось определение условий горячей деформации, благоприятных для измельчения зеренного строения аустенитной стали, легированной азотом и другими химическими элементами.

Методика исследований

В экспериментах использована сталь марки 04Х20Н5Г11АМ2БФ удовлетворительного металлургического качества, которая рассматривается как перспективный высокопрочный коррозионностойкий свариваемый материал для металлоконструкций. Образцы в форме цилиндров (Ø5 мм и длиной 10 мм) сжимались вдоль оси до величины $\varepsilon = 0{,}3$ в высокотемпературном дилатометре «DIL 805». Для заданных условий испытаний в интервалах температур 900 – 1200^0С и скоростей деформирования $\dot{\varepsilon}$ 10^{-3} – 10^{1} $с^{-1}$ прибор обеспечивал сжатие образцов с записью диаграмм в координатах «истинные напряжения - истинные деформации».

После горячей пластической деформации образцы разрезались алмазным кругом вдоль оси. На поверхностях разреза подготавливались металлографические шлифы, которые исследовались с помощью светового («Аксиоверт») и электронного растрового (РЭМ 535) микроскопов. Структура металла выявлена электролитическим травлением в 10% растворе щавелевой кислоты. В компьютерной обработке изображений структур использованы специализированные программные пакеты («Эксперт Про», «Видео Тест» и «Фрактал»).

Результаты исследований

Данные, полученные в ходе экспериментов, не противоречили известным сведениям о процессах формирования структур в гранецентрированных кубических металлах с низкой энергией дефектов упаковки. Так, на диаграммах сжатия (рис.1), построенных в «истинных» координатах напряжений и деформаций (True stress – True strain), за коротким упругим участком следовала стадия параболического упрочнения с экстремумом или с выходом «на насыщение».

Зависимости значений экстремума от условий испытания не противоречили известным закономерностям [2]. Наличие экстремума ($\partial\sigma/\partial\varepsilon = 0$) указывало на равновесие между процессами упрочнения и возврата, а периодические колебания свидетельствовали о явлении самоорганизации в структуре металла. Для образцов выбранной марки стали на изображениях структуры зерен были обнаружены особенности развития динамических процессов. Одна из них – эффективность выявления микрорельефа на разных участках металлографического шлифа. Например, в центре

аналитических сечений образцов, где в процессе сжатия упругопластическое стеснение было наибольшим, границы зерен и следы образования упрочняющих частиц проявлялись хуже, чем на периферийных участках шлифов. Данный факт свидетельствовал о положительной корреляции между локальными микропластическими течениями и скоростью формирования промежуточных и нестабильных фаз и состояний в структуре металла. Поэтому для корректного сравнения зерен и других структурных объектов на всех шлифах местоположения исследованных участков поддерживались одинаковыми.

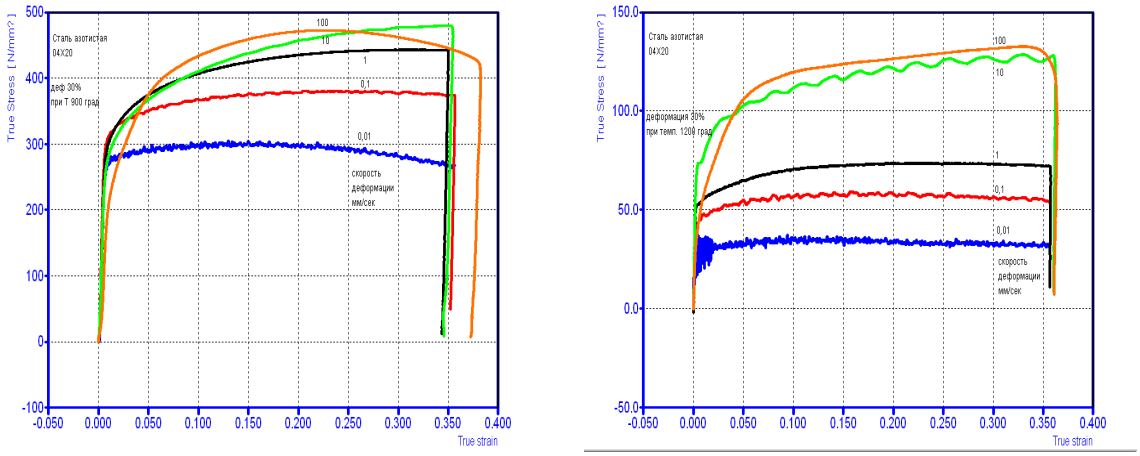


Рис. 1. Примеры диаграмм в координатах $\sigma_{истинное} - \varepsilon_{истинное}$ (True stress – True strain) для образцов, испытанных при 900^0C (слева) и 1200^0C (справа) с разными скоростями ἑ деформации (ἑ в мм/сек подписаны у кривых).

В ходе металлографического исследования было установлено, что наиболее однородное распределение измельченных зерен достигается сжатием со скоростями деформации ἑ (1–10 c^{-1}) при T = 900–1000^0C. Причем доля динамически рекристаллизованных зерен была наибольшая при деформации со скоростью 1,0 c^{-1} и T = 1000^0C (рис.2).

Помимо размера, в зависимости от условий испытаний менялись также форма зерен, рельеф их границ и места выпадения частиц фаз. Например, у наиболее крупных зерен границы имели извилистый вид с локальными изгибами. Мелкие соприкасающиеся зерна характеризовались правильной формой, похожей на ромб (рис.3). Данные особенности свидетельствовали об интенсивных упругопластических процессах аккомодации вдоль границ зерен, что можно интерпретировать как результат формирования равноосной полигонизованной структуры механизмами локализованной рекристаллизации.

Внутри зерен расположение ямок, образовавшихся вокруг выделений при травлении шлифов, имело признаки организации. Например, ямки близкого размера располагались вдоль параллельных линий, между которыми расстояние менялось с определенным шагом (~1 мкм). Форма ямок травления была преимущественно неравноосной, что могло быть следствием также неравноосной формы самих выделений. Указанные особенности позволяли предположить, что при режимах испытаний, которым соответствовала выявленная структура, внутри зерен уже создались условия для прерывистого распада по схеме $\gamma \rightarrow \gamma + Cr_2N$.

Частицы размером не более 1 мкм, которые, чередуясь с шагом 1,5–2 мкм, обильно декорировали границы зерен, классифицированы как карбонитриды переменного состава.

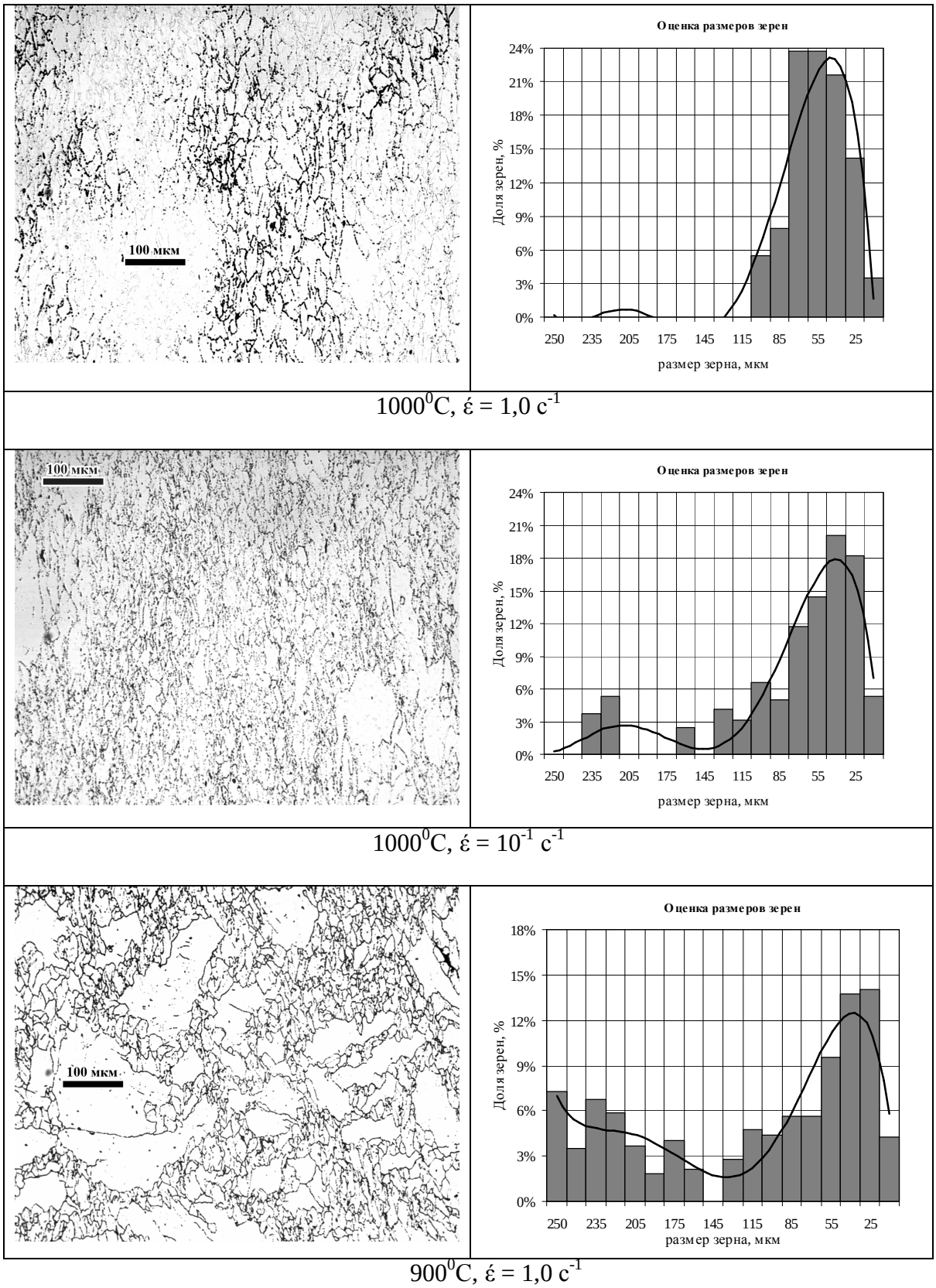
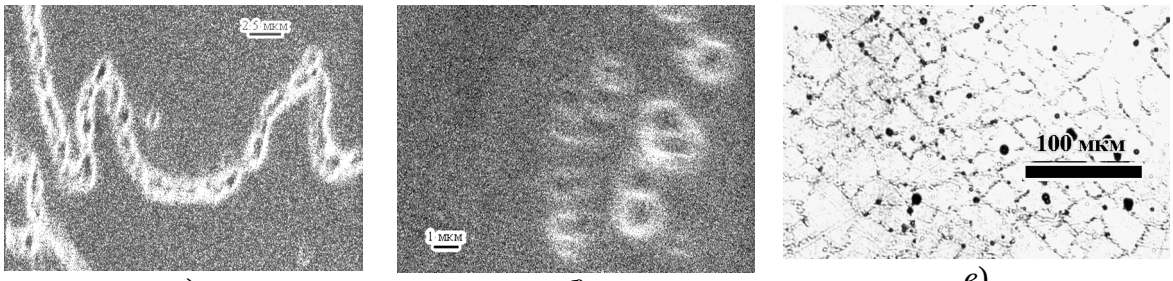


Рис. 2. Структура зерен (слева) и функции распределения зерен по размерам (справа) после сжатия образцов по указанным режимам.



а) 900^0C, ἐ = 10^{-1} c^{-1} *б*) 1000^0C, ἐ = 10^{-1} c^{-1} *в*) 1100^0C, ἐ = 1,0 c^{-1}

Рис. 3. На экранах растрового электронного (*а, б*) и светового (*в*) микроскопов: извилистые границы зерен, декорированные карбонитридами (*а*), следы прерывистого распада внутри зерен (*б*) и зерна малого размера и правильной геометрической формы (*в*).

Результаты мультифрактального анализа бинарных отображений границ зерен подтвердили вид корреляций, найденных ранее [3] для величин пространственной (фрактальной) размерности рельефа границ и состояния структуры зерен. Полученные результаты свидетельствуют о том, что рост величины размерности характерен для неустойчивого структурного состояния. Можно полагать, что в исследованной стали аустенитного класса структурная неустойчивость зерен обусловлена механизмом динамической полигонизации (возврата). Его работа наиболее эффективна при режимах, которые можно представить «технологической» температурно-скоростной (Т/ἐ) линией параметров: 900^0C/1,0 c^{-1}; 1000^0C/1,0 c^{-1}; 1150^0C/10 c^{-1}. Условия горячей деформации, попадающие в режимы с более высокими скоростями и меньшими температурами, или с меньшими скоростями и высокими температурами, способствуют интенсификации механизмов рекристаллизации и формированию устойчивых «пороговых» зерен.

Выводы

В условиях горячей деформации сжатием образцов аустенитной стали типа 04Х20Н5Г11АМ2БФ структурные изменения тормозятся упругопластическим стеснением зерен. Сжатие по технологическому температурно-скоростному (Т/ἐ) режиму вдоль значений параметров: 900^0C/1,0 c^{-1}; 1000^0C/1,0 c^{-1}; 1150^0C/10 c^{-1} способствует активации динамической полигонизации (возврата) с формированием структурно неустойчивых зерен. Более высокие скорости и меньшие температуры или меньшие скорости и высокие температуры интенсифицируют механизмы рекристаллизации и формирование устойчивых «пороговых» зерен.

Список литературы

1. Мочалов Н.А., Галкин А.М., Мочалов С.Н., Парфенов Д.Ю. Пластометрические исследования металлов.- М.: Интермет Инжиниринг, 2003.- 318 с.
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. Барахтин Б.К., Варгасов Н.Р., Лебедева Н.В., Рыбин В.В. Применение концепции мультифракталов при анализе изображений структур металлов после горячей деформации сжатием // Металловедение и термическая обработка металлов, 2007.- №3 (621).- с.35 – 41.

ВЛИЯНИЕ ДЕЙТЕРИЯ И ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА СТРУКТУРУ И ФАЗООБРАЗОВАНИЕ В ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКОМ СОЕДИНЕНИИ Ti_3Al

Ещенко Р. Н., Елкина О. А., Пацелов А. М., Пилюгин В. П.

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

Изменение свойств металла при введении водорода стимулирует постоянный интерес к исследованию взаимодействия водорода с металлами.

В данной работе исследование влияния легирования дейтерием, пластической деформации на фазовые и структурные превращения проводились на образцах интерметаллида Ti_3Al. Интерметаллид Ti_3Al имеет гексагональную плотноупакованную структуру α_2, упорядоченную по типу DO_{19}, температура фазового равновесия α/α_2 составляет 1150^0C, сплав остается упорядоченным даже при быстрой кристаллизации, атомно упорядоченная структура сохраняется при нагреве свыше 1000^0C.

Структурные исследования проводили рентгенографическим методом и методом просвечивающей электронной микроскопии.

Влияние легирования дейтерием на фазообразование в Ti_3Al [1]

Исследуемый сплав Ti_3Al получен методом порошковой металлургии, имеет состав близкий к стехиометрическому. Насыщение дейтерием проводили при температуре 700°C и выдержке при данной температуре в течение 1.5 часа, что обеспечивало полное поглощение образцами заданного объема газа; охлаждение осуществляли со скоростью 1 град./мин. до 500°C и далее до комнатной температуры со скоростью 3 град./мин. Концентрацию дейтерия определяли по объему поглощенного газа, в исследованных образцах концентрация дейтерия (x) составляла: 0.1, 0.4, 0.8, 1.0, 1.2, 1.3, 1.4, 1.7. Образцы с концентрацией x = 0.8 и выше становились чрезвычайно хрупкими, легко превращались в порошок.

Проанализируем изменение фазового состава Ti_3Al в зависимости от концентрации дейтерия (рис.1). При низкой концентрации дейтерия x = 0,1 формируется твердый раствор внедренных атомов дейтерия в металлической матрице с атомно упорядоченной гексагональной структурой, которая отличается от исходной фазы α_2 увеличенными параметрами кристаллической решетки. Микроструктура данных образцов характеризуется повышением плотности дислокаций и образованием деформационных полос.

Увеличение концентрации дейтерия от x = 0.4 до x = 1.7 приводит к искажению кристаллической решетки матрицы и формированию структуры с атомно упорядоченной орторомбической решеткой. При концентрации дейтерия x = 0.4–0.8, как показали электронно-микроскопические наблюдения, возникает сложная пространственно ориентированная микродоменная структура с орторомбической кристаллической решеткой, при этом области микродоменной структуры различаются степенью искажения решетки и типом сверхструктуры. Наряду с «нормальными» сверхструктурами, когда вектор обратной решетки делится на две равные части, появляются сверхструктурные рефлексы, имеющие периодичность, которая отличается от «нормальной». Образование метастабильных сверхструктур, возможно, связано с процессом перераспределения атомов дейтерия в орторомбической решетке.

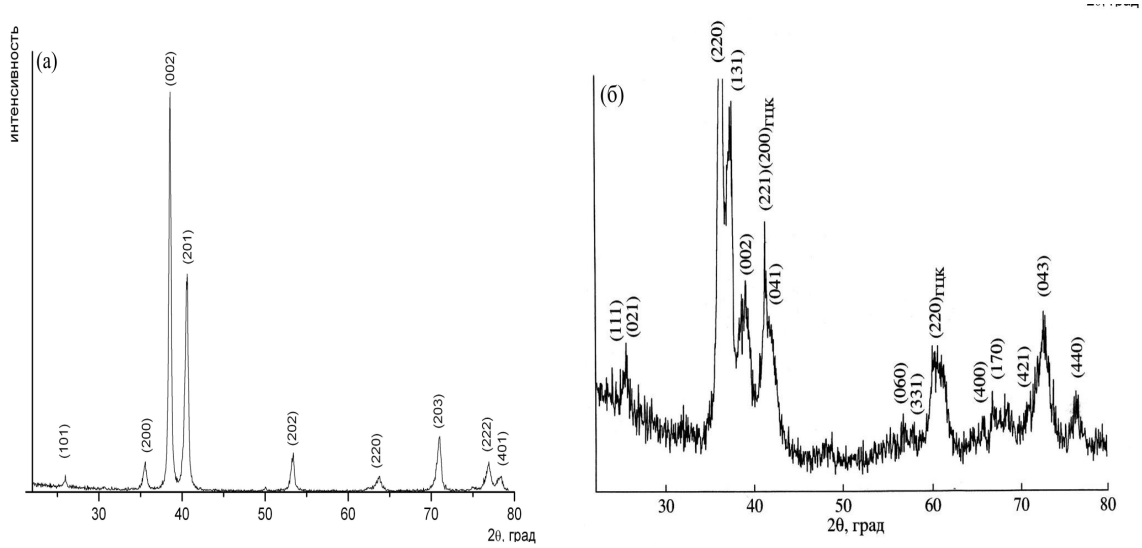


Рис. 1. Рентгеновские дифрактограммы Ti_3Al с концентрацией дейтерия x = 0.1 (*а*); 1.7 (*б*)

Причиной орторомбического искажения кристаллической решетки фазы α_2 может быть концентрационная неоднородность распределения дейтерия по междоузлиям. При упорядоченном расположении металлических атомов в решетке матрицы Ti_3Al формируются зоны с разным заполнением узлов кристаллической решетки атомами титана и алюминия, в результате возникают энергетически неэквивалентные междоузлия. Вводимый в сплав дейтерий концентрируется на междоузлиях, окруженных преимущественно атомами титана, что вызывает более сильные смещения атомов кристаллической решетки матрицы, чем в зонах с большим количеством атомов алюминия. Следовательно, распределение внедренных атомов по междоузлиям в атомно упорядоченной матрице сопровождается достаточно сильными микроискажениями, которые обусловили изменение симметрии решетки.

В диапазоне концентраций дейтерия x = 0.8–1.7 образуются дейтериды с кубической гранецентрированной решеткой в областях с более высокой концентрацией дейтерия. Интенсивность рентгеновских линий, соответствующих ГЦК-решетке, возрастает с увеличением дейтерия в сплаве. Формирование дейтеридов с ГЦК-решеткой сопровождается уменьшением деформации орторомбической решетки вследствие перераспределения атомов дейтерия.

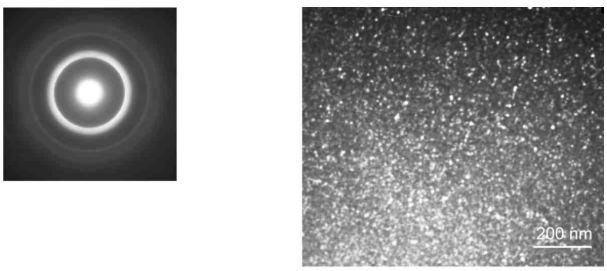
Влияние пластической деформации на структурные превращения в интерметаллическом соединении Ti_3Al с дейтерием [2]

Ti_3Al является труднодеформируемым материалом, легирование его дейтерием приводит к сильному охрупчиванию сплава. В литературе информация о пластической деформации гидридов на основе интерметаллических соединений отсутствует. Известным эффективным методом деформирования хрупких материалов является сдвиг в условиях квазигидростатического сжатия на наковальнях Бриджмена.

В данном разделе статьи приводятся результаты исследования структурных превращений в Ti_3Al с высоким содержанием дейтерия при сжатии и сдвиге под давлением 9–12 ГПа при комнатной температуре. Исследования выполнены на образцах с концентрацией дейтерия x = 1.2 $(Ti_3Al)D_{1.2}$. При обработке под давлением чрезвычайно хрупкий $(Ti_3Al)D_{1.2}$ повел себя как достаточно пластичный материал и впервые получен в монолитном состоянии.

Анализ рентгеновских, микродифракционных данных, светлопольных и темнопольных изображений показал, что при обработке под давлением в материале произошли кардинальные структурные изменения. При сжатии под давлением 9–12 ГПа создается нанокристаллическая структура, в которой сохраняется атомно упорядоченная орторомбическая фаза и дейтериды с гранецентрированной кубической решеткой.

При сдвиговой деформации при повороте наковален на 360^0 структура характеризуется неравномерным распределением микронапряжений и атомов дейтерия, в результате одновременно с разупорядоченной нанокристаллической структурой присутствуют микрообласти атомно упорядоченной орторомбической фазы и дейтеридов с ГЦК решеткой. С увеличением степени сдвиговой деформации формируется фаза, которую можно определить как близкую аморфной, при этом присутствуют области размером 1-2 нм с близким к кристаллографическому расположением атомов. В диапазоне степеней деформации, соответствующих углам поворота наковален $1440\text{-}2160^0$, практически во всем объеме материала возникает структура, близкая аморфной. На рентгенограммах образцов после указанной степени сдвиговой деформации присутствует сильно размытый диффузный максимум, практически исчезли дифракционные пики, характерные для кристаллического состояния. На рис.2*а* показана микроэлектронограмма, типичная для образцов, деформированных в интервале углов поворота наковален 1440^0–2160^0, которая состоит из нескольких диффузных колец-гало. На снимках данных образцов, снятых в режиме темного поля (рис.2*б*), появляется дифракционный контраст в виде ультрадисперсных пятен размером 1–2 нм, достаточно равномерно распределенных и имеющих высокую плотность. Действующими рефлексами при снятии темнопольных изображений является область первого наиболее интенсивного диффузного кольца. Размер использованной диафрагмы составляет 20 мкм. Темнопольные изображения, полученные в различных участках первого диффузного кольца, т.е. при различных q, не отличаются ни размером пятен, ни их интенсивностью.



а *б*

Рис. 2. Микроструктура $(Ti_3Al)D_{1.2}$ после сдвига при повороте наковален на 1800° при P = 9 ГПа: (*а*) – микроэлектронограмма; (*б*) – темнопольное изображение в рефлексе первого диффузного кольца

Возможными причинами аморфизации структуры может быть следующее. Как известно, коэффициент диффузии водорода (дейтерия) в твердом растворе близок к соответствующим характеристикам жидкостей. В условиях сдвиговой деформации в интерметаллиде с дейтерием наблюдается интенсивное накопление структурных дефектов, создается неоднородное поле внутренних напряжений, происходит взаимодействие водородной подрешетки и матричной, инициируется перераспределение атомов дейтерия. При определенной концентрации внедренных атомов и высокой плотности структурных дефектов в интерметаллиде возникают возмущения, способствующие структурному беспорядку в кристаллической решетке матрицы и в результате возникает аморфное или близкое аморфному состояние.

Заключение

Экспериментальные исследования показали, что в Ti_3Al с увеличением концентрации дейтерия реализуются следующие фазовые превращения: α_2-фаза → орторомбическая фаза →дейтериды с ГЦК решеткой + орторомбическая фаза.

Интерметаллид Ti_3Al с высокой концентрацией дейтерия (x=1.2), находящийся после насыщения в виде порошка, впервые получен в монолитном состоянии. При одновременном воздействии двух факторов: легировании дейтерием концентрации x = 1.2 и в присутствии высоких механических напряжений кристаллическая структура интерметаллида переходит в близкое аморфному состояние.

Список литературы

1. Ещенко Р.Н., Елкина О.А., Берсенев Ю.С., Пилюгин В.П. // ФММ, 2005. Т.100. №2. С.42-50
2. Ещенко Р.Н., Елкина О.А., Пацелов А.М., Пилюгин В.П. // (в печати)

МЕТОДОЛОГИЯ УПРОЧНЕНИЯ БЕРИЛЛИЕВОЙ БРОНЗЫ ТЕРМОМАГНИТНОЙ ОБРАБОТКОЙ

Осинская Ю. В., Покоев А. В.

Самарский государственный университет,
ojv@ssu.samara.ru, pokoev@ssu.samara.ru

В настоящее время в связи с установлением магнитопластического эффекта [1] наблюдается повышенный интерес к обработке материалов, в том числе, металлов и сплавов, постоянным магнитным полем (ПМП). Появление новых количественных данных о влиянии ПМП на диффузионные процессы в порошковых, поликристаллических и монокристаллических веществах [2] обуславливает необходимость практического использования этого эффекта в современных технологиях искусственного старения. Наложение ПМП на диффузионно-контролируемый процесс искусственного старения позволяет получать материалы с модифицированными структурой и свойствами. К настоящему моменту известно, что под влиянием ПМП заметно изменяются физико-механические свойства некоторых сплавов, в частности, бериллиевой бронзы БрБ-2 [3]. Бериллиевая бронза БрБ-2 (2 вес.%), являясь типичным слабым диамагнетиком, заметно реагирует на приложенное внешнее ПМП при искусственном старении и проявляет при этом заметное изменение физико-механических свойств [3]. Физическая природа эффекта изменения структуры и свойств сплавов в результате наложения ПМП остается дискуссионной. Целью данной работы являлось комплексное экспериментальное исследование процесса старения бериллиевой бронзы БрБ-2 в ПМП для установления методологии и оптимального режима термомагнитной обработки.

Методами металлографии, микротвердости, рентгенографии [3], электронной микроскопии [3] и измерения остаточной намагниченности [3] выполнено комплексное исследование магнитопластического эффекта при старении БрБ-2. Установлено существенное изменение микротвердости, фазового состава и тонкой структуры сплава в процессе старения бериллиевой бронзы БрБ-2 при температуре старения –

250–500°С, времени старения – 10–120 мин, в ПМП с напряженностью – 0 и 557,2 кА/м (7 кЭ) [4].

Наложение ПМП на различные режимы термической обработки сплава БрБ-2 всегда приводит к росту микротвердости в процессе искусственного старения по сравнению с соответствующими данными, полученными без ПМП, что наглядно просматривается на рис. 1. Наибольшие значения микротвердости наблюдаются при старении в ПМП: после отжига 1 ч, например, при температуре 300 ^{o}С максимальное значение микротвердости составляет 403 кГ/мм^2, а при температурах 325, 350 и 400 ^{o}С – 416, 428 и 291 кГ/мм^2, соответственно. Дальнейшее увеличение температуры отжига приводит к более быстрому завершению процесса старения и к меньшей степени влияния ПМП на процесс старения, что хорошо наблюдается при температуре 450 ^{o}С. Можно сделать вывод, что оптимальным режимом термомагнитной обработки является отжиг при температуре 350 ^{o}С, времени отжига 1 ч и ПМП напряженностью 7 кЭ, так как именно при этом значении температуры, напряженности ПМП и времени отжига достигаются наиболее существенные улучшения физико-механических свойств.

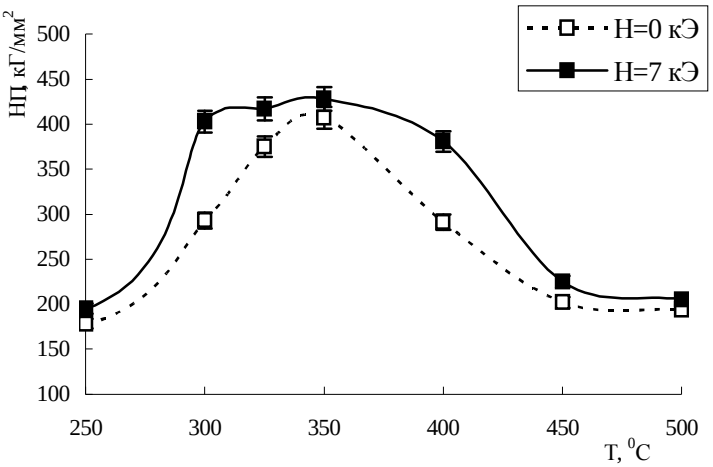


Рис. 1. Зависимость микротвердости от температуры старения при времени старения 1 час и напряженности ПМП 7 кЭ

Данные металлографии и электронной микроскопии [3] показывают, что включение ПМП формирует более равномерную структуру за счет дробления блоков на более мелкие и увеличения микродеформаций. По данным рентгенофазового анализа [3] рассчитаны параметр решетки материнской матрицы и концентрация бериллия в остаточной матрице в зависимости от времени, температуры отжига и напряженности ПМП (рис. 2). Следует отметить, что после отжигов наблюдается уменьшение концентрации Be в остаточной матрице сплава, причем это уменьшение в ПМП больше, чем без поля. Это говорит о том, что ПМП ускоряет процесс перехода атомов бериллия из раствора в обогащенные зоны фазовых выделений (зоны Гинье–Престона) и, следовательно, приводит к увеличению микротвердости сплава, которая, как правило, зависит от размера фазовых выделений.

Все расчеты выполнялись по «задним» рентгеновским линиям, так как точность расчетов по ним выше, чем по «передним». Обнаружена γ-фаза CuBe, образовавшиеся в результате термической и термомагнитной обработки и показано, что при наложении ПМП наблюдается активизация процесса старения с образованием периодической мелкодисперсной структуры.

Совокупный анализ данных, полученных перечисленными методами, свидетельствует о том, что максимум микротвердости соответствует образцам, состарен-

ным по режимам термомагнитной обработки, приводящим к формированию модулированной структуры и выделению метастабильной фазы.

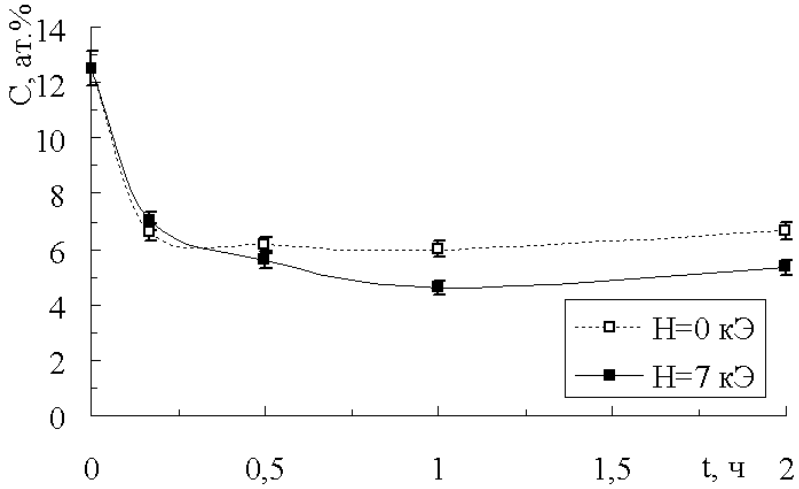


Рис. 2. Зависимость концентрации Be в матрице сплава БрБ-2 от времени отжига при температуре 350 ^{0}C

Анализ и сопоставление имеющихся экспериментальных и теоретических данных о магнитопластическом эффекте позволяет сделать следующие выводы:

1) Наложение ПМП на различные режимы термомагнитной обработки сплава БрБ-2 всегда приводит к росту микротвердости в процессе искусственного старения по сравнению с соответствующими данными, полученными без ПМП.

2) Анализ данных, полученных рентгенографическим методом аппроксимации, свидетельствует о том, что наложение магнитного поля на старение бериллиевой бронзы БрБ-2 приводит к формированию более мелкодисперсной структуры матрицы: размер блоков когерентного рассеяния в ПМП заметно меньше, а плотность дислокаций и величина относительной микродеформаций структуры заметно выше, чем без поля. Эти данные качественно согласуются с результатами экспериментальных измерений микротвердости.

3) Результаты комплексного исследования старения бериллиевой бронзы БрБ-2 позволяют рекомендовать оптимальный режим термомагнитной обработки: температура отжига – 350 ^{0}C, время отжига – 1 ч, напряженность ПМП – 557,2 кА/м и предложить методологию создания более совершенных технологических приемов контролируемого воздействия на свойства сплава бериллиевой бронзы БрБ-2 [4] постоянным магнитным полем.

Список литературы

1. Головин Ю.И. Магнитопластичность твердых тел // ФТТ. – 2004. – Т. 46. - №5. – С. 769-803.
2. Мазанко В.Ф., Покоев А.В., Миронов В.М. и др. Диффузионные процессы в металлах под действием магнитных полей и импульсных деформаций. – М.: Изд-во «Машиностроение – 1»; Самара: Изд-во «Самарский университет». – 2006. – Т. I. – 346 с.; Т. II. – 320 с.
3. Осинская Ю.В., Покоев А.В. Упрочнение бериллиевой бронзы БрБ-2 при старении в постоянном магнитном поле // Физика и химия обработки материалов. - 2003.- № 3.- С. 18-25.
4. Покоев А.В., Осинская Ю.В. Способ термической обработки деталей из медных сплавов. - Патент на изобретение №2218423 от 13.11.01.

ВЛИЯНИЕ ИМПУЛЬСНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МАГНИТНЫХ И СТРУКТУРНЫХ ДЕФЕКТОВ В ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЯХ АЛИТИРОВАННОГО ЖЕЛЕЗА

Вержаковская М. А., Покоев А. В.

Самарский государственный университет
mverjakovskaya@mail.ru, pokoev@ssu.samara.ru

В последнее время внимание исследователей все чаще обращается к изучению проблемы влияния внешних воздействий на диффузионные процессы в твердых телах. Изучение влияния внешнего магнитного поля (МП) на диффузию дает информацию фундаментального характера о магнитных свойствах диффундирующих атомов, поведении дефектов и их взаимодействии в МП, что является важным для физики твердого тела и физики прочности, поскольку кинетика взаимодействия дефектов между собой во многом определяет свойства твердых тел. Если диффузия в постоянном МП в ферромагнитных материалах в последние годы изучалась достаточно интенсивно [1], то проблема влияния переменных и импульсных МП на само- и гетеродиффузию, а также на явления, в основе которых лежит диффузионное перераспределение атомов, является мало изученной. Наличие в ферромагнетиках доменных границ (ДГ), имеющих высокую подвижность в импульсных МП и их активное взаимодействие со структурными дефектами создает новые возможности для практического использования ферромагнетиков. Особенно актуально исследование динамики ДГ в связи с необходимостью создания современных электронных устройств [2], работающих в условиях повышенного тепловыделения.

В данной работе рентгенографическим методом выполнено экспериментальное исследование [3] влияния импульсного МП с амплитудой напряженностью 0–398 кА/м, частотой 0–8 Гц при температурах 700–820 °С на диффузию и взаимодействие примесных атомов Al с дислокациями и движущими ДГ в поверхностных слоях Fe и обсуждаются наиболее вероятные физические механизмы влияния импульсного МП на диффузию примесных атомов в ферромагнитной матрице Fe.

Установлено, что наложение импульсного МП на процесс диффузии Al в поликристаллическом α-Fe вызывает увеличение коэффициента диффузии (КД) Al в Fe в 2 ÷ 20 раз. Частотные зависимости относительного КД при амплитудах импульсного МП 39,8 (0,5), 59,7 (0,75), 79,6 (1,0) кА/м (кЭ) имеют максимум «резонансного» характера, что можно связать с релаксацией примесных атомов Al в ОЦК-решетке Fe по механизму Зинера при магнитострикционных колебаниях решетки Fe в импульсном МП.

Положение максимума амплитудно-полевых зависимостей относительного КД Al в Fe лежит в пределах 40 ÷ 80 (0,5 ÷ 1,0) кА/м (кЭ). Это связано с тем, что в образцах при этих амплитудах напряженности МП еще не достигается состояние насыщения намагниченности среды, и в этой области КД зависит от напряженности по механизму магнитного упорядочения среды диффузии [1].

Влияние импульсного МП на гетеродиффузию Al в Fe проявляется только при температурах ниже температуры Кюри 770 °С. Температурные зависимости КД в этой области температур не описываются классическим законом Аррениуса, в отличие от парамагнитной области температур.

Анализ амплитудно-полевых зависимостей рентгеновской и металлографической плотности дислокаций (ПД) показывает, что импульсное МП вызывает увеличение ПД в 1,5 ÷ 4 раза. Это свидетельствует о том, что ферромагнитное состояние матрицы диффузии существенно влияет на генерацию дислокаций, поскольку в этой области состояний действуют переменные магнитострикционные и магнитоупругие напряжения.

В импульсных МП возникает движение ДГ и связанное с ним дополнительное динамическое взаимодействие с примесными атомами, дислокациями и другими дефектами. Знание экспериментальных и теоретических закономерностей движения ДГ и их взаимодействия с другими дефектами имеет существенное значение при изучении процессов перемагничивания, особенно при высоких температурах, когда активировано атомное движение частиц.

Разработка полной модели диффузии примеси алюминия в ферромагнитном железе при повышенных температурах представляет весьма сложную задачу, поскольку затрагивает множество недостаточно изученных факторов и явлений ферромагнетизма. В этом отношении необходимо обратить внимание на ограниченность сведений по высокотемпературной магнитострикции железа, высокотемпературной магнитной структуре и стабильности доменов, кинетике изменения структуры доменов и ДГ в переменных и импульсных МП различной амплитуды напряженности.

В данной работе проводится анализ физических условий протекания диффузии алюминия в железе в импульсном МП и обсуждаются возможные физические механизмы примесной диффузии в ферромагнетике в импульсном МП с учетом основных видов дефектов в диффузионной зоне.

Оценка напряжений и сил взаимодействия дефектов, присутствующих в диффузионной зоне, между собой, показывает, что наибольший вклад в диффузионный процесс вносят силы взаимодействия примесных атомов с дислокациями, которые, в свою очередь, взаимодействуют с движущимися при перемагничивании ДГ.

Трудность исследования процессов массопереноса в описываемых условиях, определяется сложностью экспериментов, неоднозначностью трактовки их результатов, не разработанностью теории и отсутствием высокотемпературных данных о магнитной структуре среды диффузии. Массоперенос представляет собой результат одновременного действия нескольких процессов различной физической природы, образование и релаксацию различных дефектов кристаллической решетки, возникновение напряжений и другие эффекты.

Список литературы

1. Мазанко В.Ф., Покоев А.В., Миронов В.М. и др. Диффузионные процессы в металлах под действием магнитных полей и импульсных деформаций. – М.: Изд-во «Машиностроение – 1»; Самара: Изд-во «Самарский университет». – 2006. – Т. I. – 346 с.; Т. II. – 320 с.
2. Боровик Е.С., Еременко В.В., Мильнер А.С. Лекции по магнетизму. – 3-е изд., перераб. и доп. М.: Физматлит. – 2005. – 512 с.
3. Вержаковская М.А., Петров С.С., Покоев А.В. Влияние импульсного магнитного поля на диффузию алюминия в железе и параметры тонкой структуры железа // Известия РАН. Серия физическая.–2007.–Т.71.–№ 12.–С.1717–1722.

ИЗМЕНЕНИЕ КОЭРЦИТИВНОЙ СИЛЫ СТАЛЬНЫХ ОБРАЗЦОВ ИЗ СТАЛЕЙ С РАЗЛИЧНОЙ ПЛАСТИЧНОСТЬЮ ПРИ РАСТЯЖЕНИИ

Иванов А. М.

Учреждение Российской Академии наук «Институт физико-технических проблем Севера СО РАН», Якутск
a.m.ivanov@iptpn.ysn.ru

Введение

Установление зависимости магнитных характеристик от деформации и напряжений открывает возможность оценки напряженно-деформированного состояния ферромагнитных материалов. Имеющиеся в настоящее время по данному вопросу работы посвящены установлению зависимостей коэрцитивной силы ферромагнитных сталей от действующих напряжений. Детальный анализ различий величин коэрцитивной силы и других магнитных характеристик ферромагнитных сталей в нагруженном и разгруженном состояниях при их пластическом растяжении выполнен в [1]. Взаимосвязь между напряжениями и деформациями, с одной стороны, и магнитными характеристиками, в том числе коэрцитивной силой, с другой стороны, для различных сталей (Ст3 в отожженном состоянии и сталь 45 в нормализованном состоянии, а также подвергнутая закалке и отпуску) рассмотрена в [2]. В [3] проведено изучение изменений местоположений минимумов коэрцитивной силы при упругом растяжении сталей Ст3 и У8, у которых изменяется величина остаточных сжимающих напряжений первого рода.

Как известно, в процессе эксплуатации материал элемента конструкции деградирует, повреждается, изменяются характеристики пластичности и прочности, а также другие свойства. В связи с этим представляет интерес исследование материалов, которые были подвергнуты предварительному нагружению, приобрели некоторую степень поврежденности, остаточной деформации.

Целью настоящей работы является исследование особенностей изменения коэрцитивной силы при одноосном статическом растяжении образцов из стали 10кп5 в зависимости от состояния материала (в исходном, отожженном и предварительно упрочненном состояниях).

Материал и методика исследования

Измерение коэрцитивной силы образцов при их растяжении проводили для стали 10кп5 в трех состояниях: 1) в исходном состоянии – состоянии поставки; 2) после отжига при температуре 2073 К в течение 1 часа и 3) после предварительного деформирования образца с разгрузкой на стадии равномерной пластической деформации – стадии упрочнения (до остаточной деформации 0,055). Для предварительного растяжения использовали образцы с шириной 20 мм, затем после разгрузки ширину образца доводили до 10 мм.

Растяжение плоских образцов из 10кп5 с размерами рабочей части 140×10×1,5 мм проводили на испытательной машине «Инстрон-1195» со скоростью $1{,}67 \cdot 10^{-5}$ м·с$^{-1}$ при комнатной температуре. Измерение коэрцитивной силы с помощью феррозондового коэрцитиметра «КИМФ-1» осуществляли при ступенчатом нагружении образца, то есть при определенном уровне деформации нагружение образца приостанавливали без разгрузки, затем плотно прикладывали к поверхности и ориентировали датчик вдоль образца. Перевод показаний миллиамперметра коэрци-

тиметра осуществляли по тарировочной зависимости, при этом для контроля использовали эталонный образец на 0,1 А·м$^{-1}$.

Результаты и их обсуждение

Диаграммы растяжений образцов из стали 10кп5 при трех состояниях представлены на рис.1 и показывают различную пластичность и прочность. Наибольшую пластичность сталь имеет в исходном состоянии, а более высокую прочность – соответственно, упрочненный материал. Для последнего зуб и площадка текучести, как и должно быть, исчезают. Предварительное деформационное упрочнение повышает прочностные характеристики примерно на 5 (для предела прочности) и 26,5 (для предела текучести) %. Пластичность падает почти в 2 раза. Отжиг, в свою очередь, снижает как прочностные, так и пластические характеристики по сравнению с исходным состоянием.

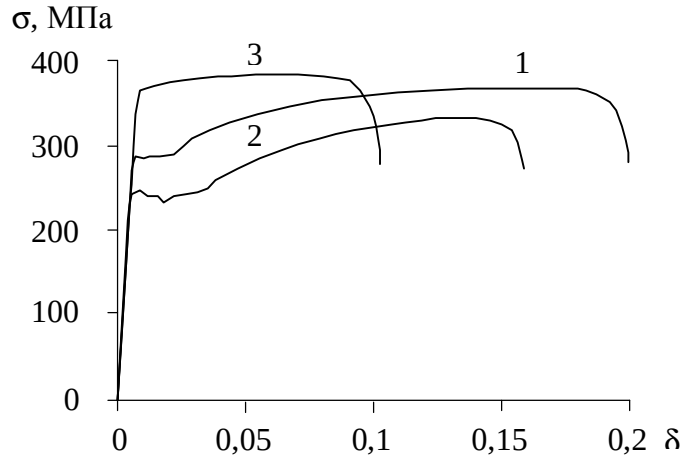


Рис.1. Диаграммы растяжения стали 10кп5 в исходном (1), отожженном (2) и упрочненном состояниях (3).

На рис.2 представлены совмещенные графики деформирования «σ–ε» (в истинных напряжениях и деформациях) и зависимости коэрцитивной силы H_c от истинной деформации на стадии равномерного удлинения образца из стали 10кп5. Объяснение наблюдаемого падения значения H_c на начальной стадии упругого деформирования материала дано в [2, 4]. При достижении предела текучести рост H_c приостанавливается и в данном случае несколько снижается. Повышение H_c, как известно, обусловлено ростом плотности дислокаций. Как и в работе [2] характер изменения коэрцитивной силы и поведение диаграммы деформирования качественно идентичны. Следует отметить, что изменение характера поведения H_c отражает смену стадий деформирования материала аналогично изменению температуры образца [5].

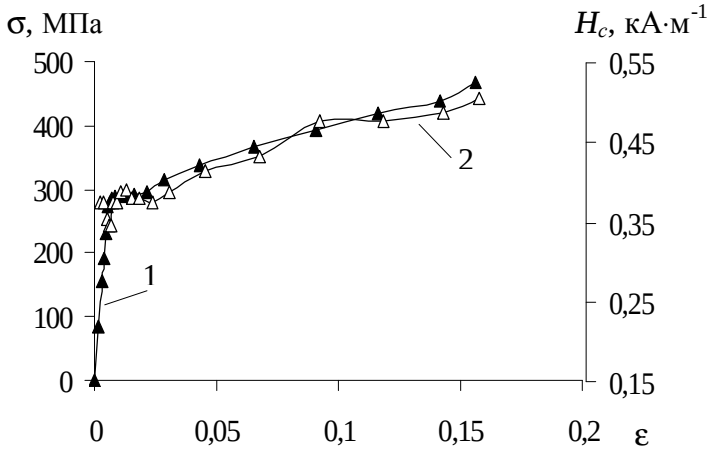


Рис.2. Диаграмма деформирования (1) и зависимость коэрцитивной силы (2) от деформации для стали 10кп5 в исходном состоянии.

Для отожженной стали 10кп5 характер взаимосвязи между «σ–ε» и «H_c–ε» (не приведены) также сохраняется, различие только в значениях параметров. Отжиг способствует снятию исходных остаточных напряжений и снижению плотности дислокаций, что приводит к уменьшению H_c.

Упрочнение стали предварительным пластическим деформированием приводит к значительному повышению начальной коэрцитивной силы (рис.3), что, по-видимому, обусловлено влиянием остаточных напряжений [1].

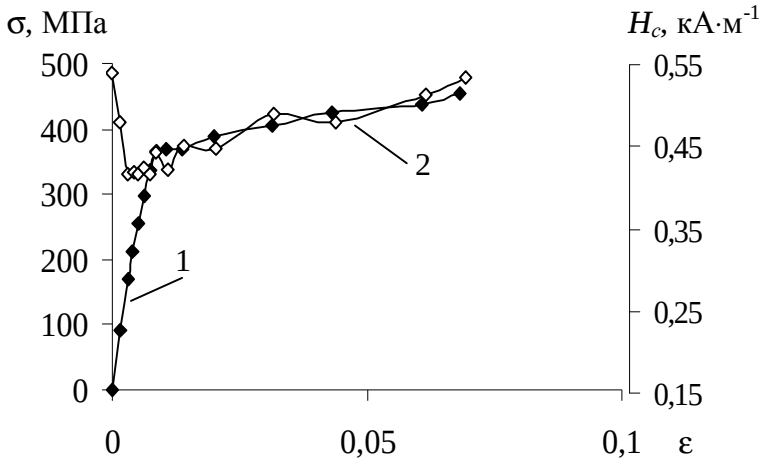


Рис. 3. Диаграмма деформирования (1) и зависимость коэрцитивной силы (2) от деформации для упрочненной стали 10кп5.

Кроме того, для всех рассмотренных случаев значения коэрцитивной силы H_c, измеренные в свободном состоянии, превышают H_c после установки образцов в захваты машины, но при нулевом уровне усилия, примерно на 25÷40 %. Это, вероятно, связано с искажением наводимого магнитного поля захватами машины.

Выводы

Таким образом, изменение коэрцитивной силы зависит от состояния стали, обусловленного уровнем остаточных напряжений и плотности дислокаций, и дальнейшим их изменением в процессе нагружения. Для всех рассмотренных состояний наблюдается подобие между зависимостью коэрцитивной силы от деформации и истинной диаграммой деформирования стали 10кп5.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта №4.12.1 по Программе фундаментальных исследований №4.12 ОЭММиПУ РАН.

Список литературы

1. Кулеев В.Г., Царькова Т.П., Ничипурук А.П. и др. Исследование причин существенных различий величин коэрцитивной силы, остаточной намагниченности и начальной магнитной проницаемости ферромагнитных сталей в нагруженном и разгруженном состояниях при их пластическом растяжении // Физика металлов и металловедение. – 2007. – Т. 103. - № 2. – С. 136-146.
2. Горкунов Э.С., Задворкин С.М., Смирнов С.В. и др. Взаимосвязь между параметрами напряженно-деформированного состояния и магнитными характеристиками углеродистых сталей // Физика металлов и металловедение. – 2007. – Т. 103. - № 3. – С. 322-327.
3. Кулеев В.Г., Царькова Т.П. Особенности зависимости коэрцитивной силы сталей от упругих растягивающих напряжений после пластических деформаций и термообработки // Физика металлов и металловедение. – 2007. – Т. 104. - № 5. – С. 479-486.
4. Кулеев В.Г., Горкунов Э.С. Механизмы влияния внутренних и внешних напряжений на коэрцитивную силу ферромагнитных сталей // Дефектоскопия. – 1997. - № 11. – С. 3-18.
5. Иванов А.М., Лукин Е.С., Ларионов В.П. К исследованию деформирования и разрушения твердых тел // Доклады Академии наук. 2002, Т. 384, № 4, С. 469-472.

ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКРЫТОЙ ТЕПЛОТЫ ПРЕВРАЩЕНИЯ НА ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ В ПЛАСТИНЕ С ЭПФ

Вьюненко Ю. Н.

Санкт-Петербургский государственный университет

Создание конструкций одноразового и, особенно, циклического действия с использованием материалов, обладающих эффектом памяти формы (ЭПФ), требует максимально точного определения температурных полей в силовых элементах, отвечающих за работу всего механизма. Сведения о том, где возникают гетерофазные зоны и как происходит их эволюция, способствуют совершенствованию конструкции силовых элементов и повышению эффективности работы разрабатываемых устройств. Современные методы экспериментального исследования данного вопроса, использующие тепловизоры и дифференциальные сканирующие калориметры (ДСК), помогают анализировать влияние различных факторов на интересующие нас процессы. Однако без разработки и совершенствования методов расчета эволюции температурных полей в конкретных деталях и определения наиболее важных факторов, влияющих на результат, внедрение материалов данного класса в технику будет сопровождаться большими трудностями.

В настоящей работе затрагивается вопрос о влиянии на температурные поля распределения поглощения (выделения) скрытой теплоты превращения $Q_{\text{пр}}$ по интервалу температур фазового перехода. В численном эксперименте моделируется процесс прогрева бесконечной пластины из металла с ЭПФ.

Процессы резкого повышения тепловыделения или теплопоглощения в интервалах температур прямого и обратного мартенситных превращений за счет $Q_{\text{пр}}$ могут быть учтены при расчете температурных полей в материалах с ЭПФ температурной зависимостью теплоемкости: $c = c(u)$.

В этом случае уравнение теплопроводности при условии постоянства плотности материала и коэффициента теплопроводности примет вид:

$$\rho c \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial c}{\partial t} = \lambda \Delta u ,$$

где ρ – плотность материала, u – температура, λ – коэффициент теплопроводности. Для случая поставленной задачи приведенное уравнение, несколько преобразованное, примет вид:

$$\rho \left(c + u \frac{\partial c}{\partial u} \right) \frac{\partial u}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} .$$

Рассмотрим два случая распределения скрытой теплоты превращения по интервалу обратного мартенситного фазового перехода. В первом случае теплоемкость будет принимать значения:

$$c(u) = \begin{cases} c_0, & u < A_s \ \text{ и } \ u > A_f \\ c_0 + c_1 \dfrac{(u - A_s)(A_f - u)}{(A_f - A_s)^2}, & A_s \le u \le A_f \end{cases}$$

где A_s, A_f – температуры начала и окончания обратного мартенситного превращения. В численном эксперименте A_s = 333 К, A_f = 343 К. Физические константы были приняты равными соответствующим величинам эквиатомного сплава TiNi. Величину $Q_{\text{пр}}$ приняли равной значению 50 Дж/г, толщину пластины – равной 2 мм.

Во втором случае зависимость теплоемкости от температуры примет вид:

$$c(u)=\begin{cases} c_0, & u<A_s \ \text{и} \ u>A_f \\ c_0+c'_1\left[\sin\left(2\pi\dfrac{u-A_s}{A_f-A_s}-\dfrac{\pi}{2}\right)+1\right], & A_s\le u\le A_f \end{cases}$$

Проведенные расчеты показали, что при постоянной скорости нагрева поверхностей пластины (1,8 К/мин) до середины интервала превращения максимальное различие в значениях температуры достигает ~0,5К (рис.1). Но при дальнейшем нагреве поверхностей это различие существенно возрастает (рис.2).

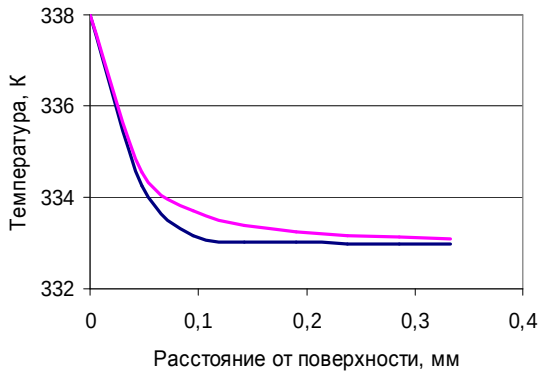


Рис. 1.

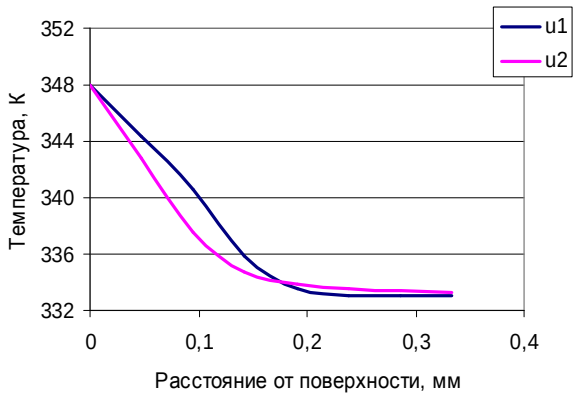


Рис. 2.

Моделировали и термоциклирование пластины с изменением температуры поверхности от 293 до 373 К. При выходе на постоянный режим изменения температурного поля в цикле и температуре поверхности 373К получено, что разница между двумя значениями температуры в расчетной точке может превышать 3 градуса (рис.3). Таким образом, для определения оптимальных параметров конструкций наряду с точными данными о температурных границах превращения и величине скрытой теплоты фазового перехода необходимо знать и закон ее распределения по температуре.

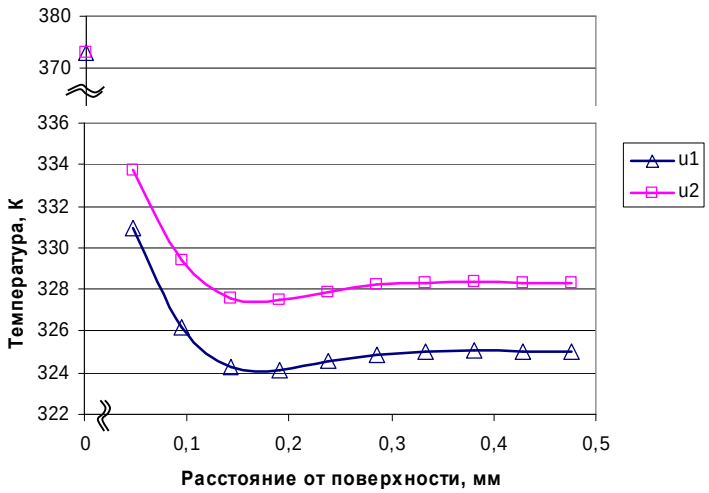


Рис. 3.

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ НА ПРОЧНОСТЬ КОМПОЗИТОВ СИСТЕМЫ МЕДЬ-ОКСИД АЛЮМИНИЯ

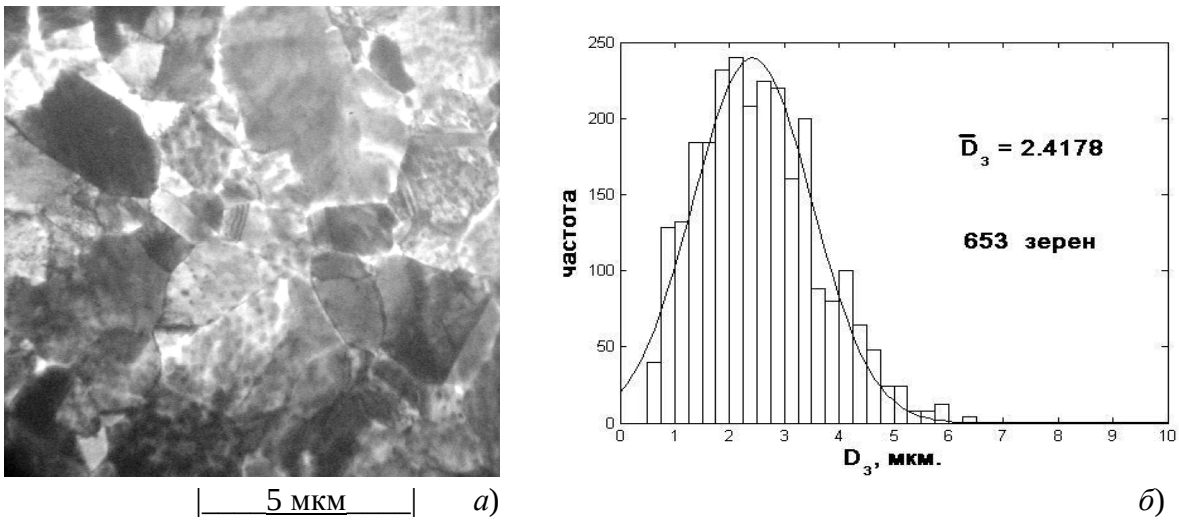
Зозуля Э. В., Ильинский А. И., Терлецкий А. С.

Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт», г. Харьков, Украина,
zelenskaya@kpi.kharkov.ua

В последние годы значительное число исследований посвящено металлам и сплавам с нано- и микрокристаллическими элементами структуры. Помимо высоких прочностных характеристик, для этих материалов характерно и новое качество их деформационного поведения, в частности, наличие установившейся стадии без упрочнения в режимах активного деформирования уже при низких гомологических температурах [1–3].

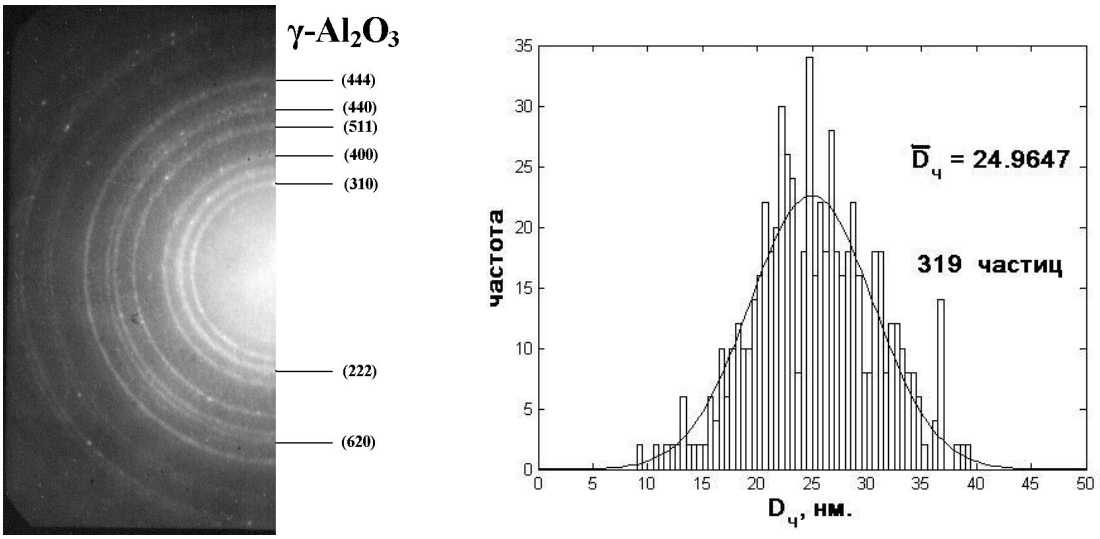
К числу таких материалов относятся осажденные в вакууме дисперсно-упрочненные композиты (ДК) системы Cu – Al_2O_3, достоинством которых является также стабильность отмеченных параметров структуры вплоть до предплавильных температур. Однако наличие как минимум двух высокодисперсных элементов структуры не позволяет однозначно судить об их вкладе в деформационное поведение вакуумных конденсатов. Установлению роли микрокристаллической медной матрицы и нанодисперсных частиц Al_2O_3 в деформационном упрочнении и пластичности ДК Cu – Al_2O_3 и посвящены представляемые результаты исследований.

В исходном и в отожженном состояниях пленки композита имеют двухфазную структуру, состоящую из микрокристаллической матрицы, средний размер зерен которой изменяется в зависимости от условий получения от 0,5 до 3 мкм (рис. 1), и достаточно равномерно распределенных в ней нанодисперсных частиц Al_2O_3 размером 2–25 нм, выявляемых в виде локальных элементов контраста. Частицы, судя по электронограммам, аморфны и кристаллизуются лишь в результате высокотемпературного отжига (рис. 2). Отжиг практически не влияет на дисперсность элементов структуры. Прецизионные измерения периода решетки медной матрицы $\sin^2\varphi$ методом не выявили взаимодействия с частицами упрочняющей фазы.



а) *б*)

Рис. 1. Зеренная структура (*а*) и гистограмма распределения размеров зерен (*б*) композита Cu–0.5%об.Al_2O_3 ($T_п$ = 360^{0}C)



а) *б*)

Рис. 2. Микродифракция и распределение размеров частиц упрочняющей фазы

Исследованные в работе композиты $Cu–Al_2O_3$ в исходном и в отожженном состояниях характеризуются, при активном растяжении, быстрым упрочнением, которое переходит в участок установившейся деформации без упрочнения либо со слабым упрочнением. На деформационных кривых, перестроенных с целью анализа закономерностей упрочнения в координатах $\ln(\sigma-\sigma_{0,05}) – \ln\varepsilon_{пл}$ (где $\sigma_{0,05}$ – предел упругости, а $\varepsilon_{пл}$ – пластическая деформация), можно четко выделить три деформационные стадии.

Предполагая, что исходные кривые растяжения на пластическом участке имеют степенной вид, средние значения показателей деформационного упрочнения для каждой из стадий представлены в таблице 1. Характерной особенностью исследованных композитов является короткая протяженность первой и второй стадий, завершающихся при деформациях до 1,5 %. При этом на кривых растяжения доминирует третья стадия.

Анализ деформационного поведения на различных стадиях деформационного упрочнения и анализ фрактограмм разрушения композитов, показали, что последняя стадия не связана с локализацией деформации. Дальнейшие исследования, выполненные на медных конденсатах и фольгах, выявили появление установившейся стадии деформации при размерах зерен близких к размеру характерному для композитов (табл.1). График зависимости напряжения начала установившейся стадии, ее деформационной протяженности, а также общей деформации до разрушения от размера зерна для пленок меди и композитов приведен на рис. 3.

Таблица 1. **Влияние дисперсности структуры на характеристики деформационного упрочнения**

материал	$D_з$, мкм	показатель деформационного упрочнения		
		1[я] стадия	2[я] стадия	3[я] стадия
Cu-фольга	>15	< >	0,5	-
Cu-фольга	5–7	< >	0,5	} $0,05^{\pm0,02}$
Cu-пленка	1,2–8,7	1,0	0,5	
$Cu – Al_2O_3$	0,5–3	1,0	0,5	

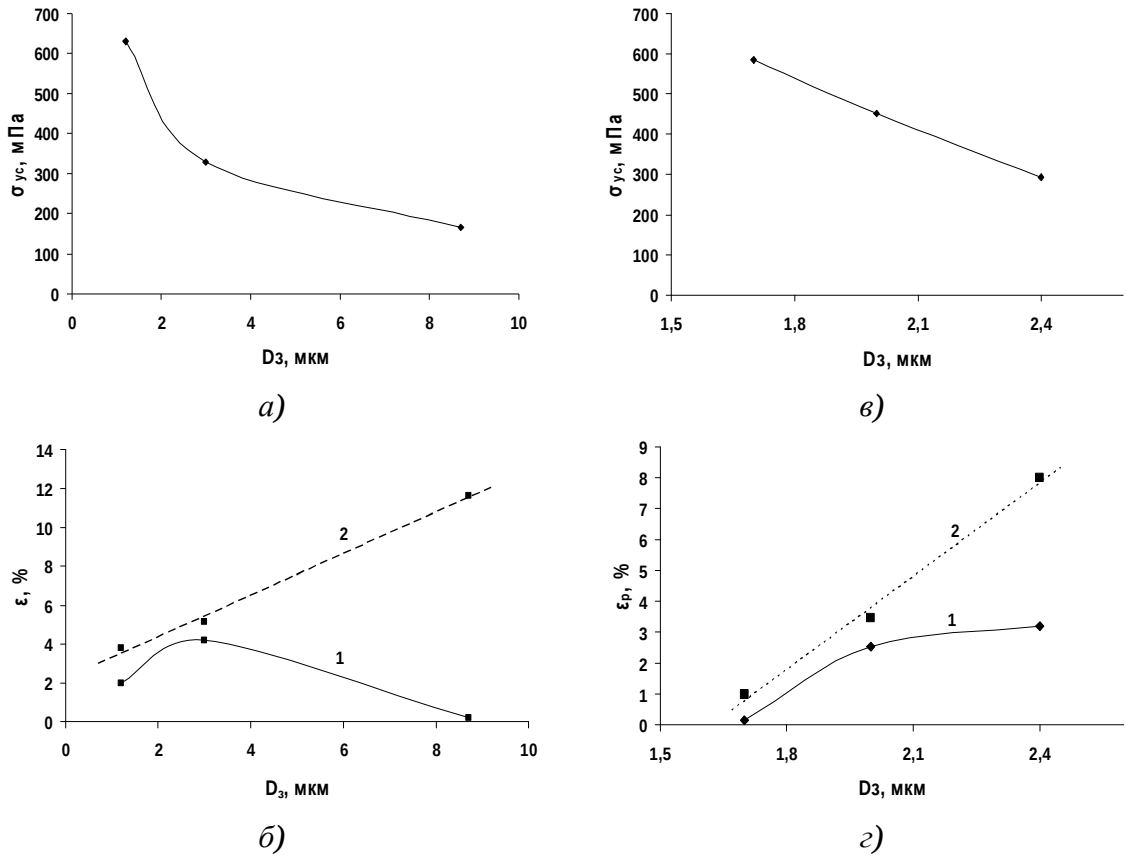


Рис. 3. Зависимость напряжения начала установившейся стадии пластической деформации, пластической деформации на установившейся стадии (1) и пластической деформации до разрушения (2) от размера зерна для конденсатов меди (*а, б*) и для ДК Cu – 0.5% об Al_2O_3 (*в, г*)

Как видно из рисунка, длительность деформации на установившейся стадии с ростом зерна в отличие от общей деформации изменяется не монотонно, причем на восходящей ветви зависимости именно эта стадия контролирует пластичность до разрушения. Приведенные данные в изученном интервале структурных параметров свидетельствуют также в пользу того, что природа установившейся стадии деформационного упрочнения в композитах и чистой меди одинакова, и обусловлена их микрокристаллической структурой.

Список литературы

1. Ильинский А.И. Структура и прочность слоистых и дисперсно-упрочненных пленок. – М.: Металлургия, 1986, 143 с.
2. Champion, Y., Langlois, C., Guerin-Mailly, S., Langlois, P., Bonnentien, J. L., Hytch, M. J. ”Near-perfect elastoplasticity in pure nanocrystalline copper”. Science, 2003, vol. 300: pp. 310–311.
3. Jia D., Wang Y. M., Ramesh K. T., Ma E., Zhu Y. T., Valiev R. Z. “Deformation behavior and plastic instabilities of ultrafine-grained titanium”. Applied Physics Letters, 2001, vol. 79, N. 5, pp. 611–613.

ВЛИЯНИЕ РЕБРА ПЕРВОГО ПОРЯДКА НА ДВИЖЕНИЕ ГРАНИЦЫ ЗЕРНА В ЦИНКЕ

Сурсаева В. Г.

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

Введение

Если влияние фасеток и тройных стыков на движение границ в цинке нами довольно подробно изучено [1–3], то о ребрах есть пока лишь теоретические работы, и, в основном, на внешних поверхностях раздела [4–7], а о влиянии их на движение границ вообще нет ни теоретических, ни экспериментальных работ. Рёбра первого порядка между искривлёнными поверхностями образуют класс линейных дефектов, которые могут влиять на подвижность границ зёрен по аналогии с влиянием линий тройных стыков.

Цель работы. Экспериментально изучить влияние рёбер на движение индивидуальных границ зёрен в цинке

Методика эксперимента

Бикристалл представлял собой две плоские, прямолинейные и паралельные друг другу границы наклона $[10\bar{1}0]$ с углом разориентации 30°, которые в конце образца соединялись в определённой точке, образуя полупетлю (рис. 1). В такой конфигурации положение плоскости залегания границы менялось в полупетле на 180° и проходило все возможные кристаллографические ориентации. На макроскопическом уровне граница состояла из плоских и искривлённых участков. Если плоские и (или) искривлённые части границы сосуществуют, они стыкуются и образуют ребро, которое может быть как острым первого рода (наклон касательных к форме стыкующихся поверхностей в ребре претерпевает разрыв), так и сглаженным второго рода (наклон касательных к стыкующимся поверхностям в ребре не претерпевает разрыв). Зернограничная полупетля перемещалась под действием капиллярной движущей силы, которая определялась шириной среднего зерна (рис. 1). Форма и смещение мигрирующей зернограничной полупетли изучались и фиксировались в температурном интервале 553÷688 K *in situ* в высокотемпературной приставке к оптическому микроскопу с использованием поляризованного света. Температура в высокотемпературной приставке поддерживалась с точностью ±0.5 K.

Результаты и их обсуждение

На рис. 2 показан плоский участок полупетли в медленно мигрирующей границе зерна. Искривлённые участки границы отделяют плоский участок от ростовых границ. Место стыковки плоского и искривлённых участков границы демонстрирует прерывистость. Это говорит о том, что переход между плоским и искривлёнными частями границы первого рода.

Выше T = 678 K движущаяся граница из фасетированной (на рис.2) превращается в круглую (рис.1). На зависимости смещения от времени наблюдается излом. Скорость круглой границы при T = 678K составляет 35 мк/сек, что выше скорости движения полупетли с фасеткой , которая составляет 15 мк/сек. Ниже T = 618 K движущаяся граница состоит из двух искривлённых участков. Они пересекаются вдоль линии, на которой имеется разрыв производной к искривлённым участкам границы (рис.3).

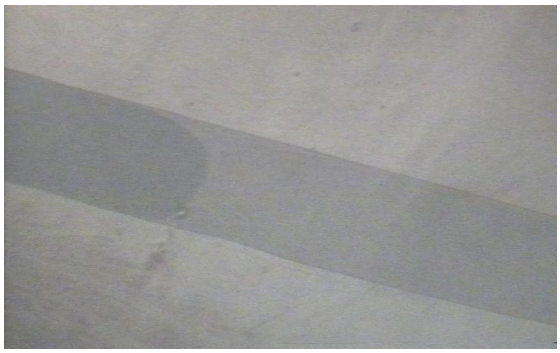


Рис. 1. T = 678К. Скруглённая граница зерна бикристалла в форме полупетли

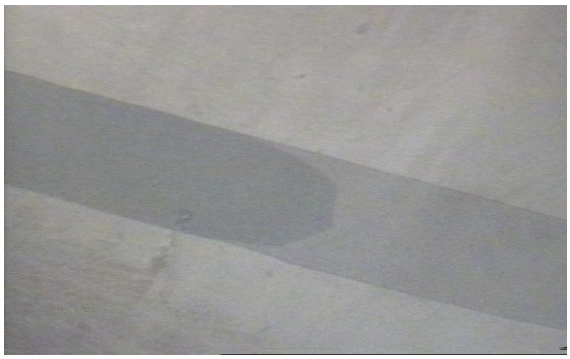


Рис. 2. T = 678К. Граница зерна с фасеткой бикристалла в форме полупетли

На рис.4 приведена зависимость смещения границы от времени для T = 618К, при которой наблюдается превращение полупетли с фасеткой (на рис.2) в полупетлю с ребром (на рис.3). Зависимость немонотонная. В интервале 0–200 секунд скорость движения полупетли с фасеткой 1 мк/сек. В интервале 200–300 скорость движения границы с ребром 2 мк/сек.

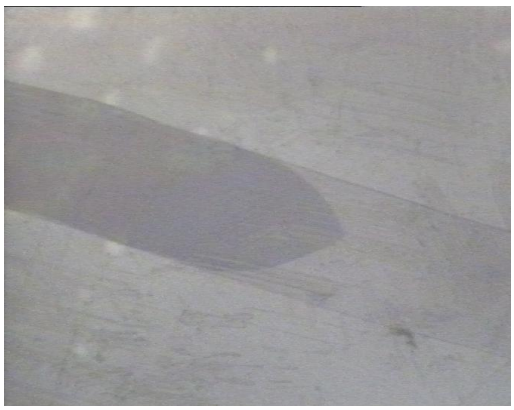


Рис. 3. T = 618К Граница зерна с ребром бикристалла в форме полупетли

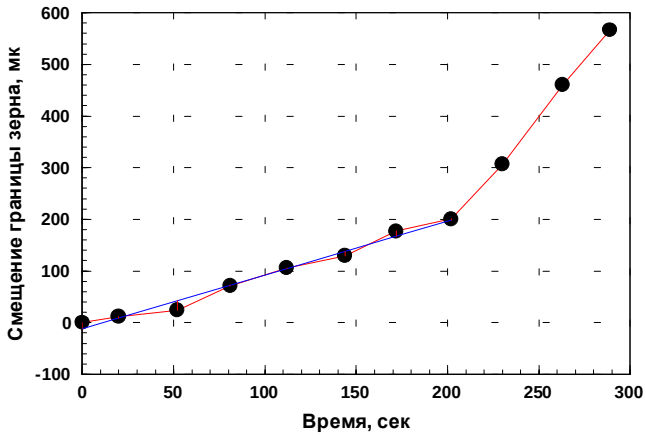


Рис. 4. T = 618К. Зависимость смещения от времени.

На рис.5 приведена зависимость угла между касательными в точке выхода ребра на поверхность. На рис.6. – температурная зависимость зернограничной подвижности для (■) петли с фасеткой, (•) петли с ребром, (□) круглой петли без фасетки. Энтальпия активации в интервале температур 618÷683К равна нулю для всех трёх типов движения. Ниже 588К наблюдается движение границы только с ребром. Зависимость носит активационный характер. Энтальпия активации 2.326 эВ. Граница наклона $[10\bar{1}0]$ с углом разориентации 30° демонстрирует движение в широком температурном интервале 553÷688К. Поэтому можно сравнивать кинетические параметры движения этой границы с различными структурными дефектами, влияющими на её движение. Можно выделить три температурных интервала, в которых граница демонстрирует движение с различными кинетическими параметрами: 553÷588К, 588÷678К, 678÷688К.

При 688–678К наблюдается движение полупетли с круглой формой (рис.1).

Ниже 678К до 588 наблюдается движение как с фасеткой, так и с ребром первого порядка (рис.2 и рис.3). На зависимостях смещения границы зерна от времени изменение формы границы приводит к изменению скорости перемещения границы и к

изменению наклона зависимости смещения от времени (рис.4). Из рис. 6 видно, что подвижность границы как с фасеткой, так и с ребром мало отличаются по величине, что позволяет сделать предположение, что движение определяется подвижностью искривлённых участков. Энтальпия активации равна нулю.

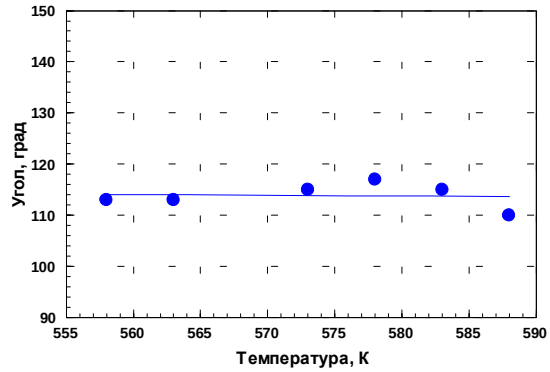


Рис. 5. Зависимость угла между касательными в точке выхода ребра на поверхность.

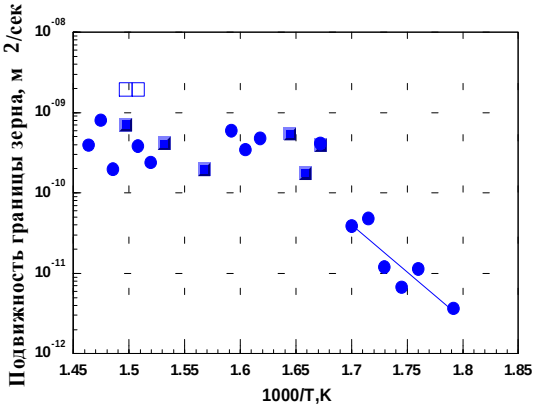


Рис. 6. Температурная зависимость зернограничной подвижности. ■ – петля с фасеткой; ● – петля с ребром: □ – петля круглая без фасетки и рёбер

В температурном интервале 553÷588К наблюдается движения петли лишь с ребром первого порядка (рис.3). Угол между касательными к форме полупетли в ребре практически не меняется с температурой (рис. 5). Движение носит активационный характер. Энтальпия активации 2.326 эВ.

Выводы

1. Элементы границы, такие как плоские и искривлённые участки, а так же ребра в разных температурных интервалах по-разному влияют на движение границы из-за разной температурной зависимости их подвижностей.
2. Энтальпия активации движения границы с ребром близка к энтальпии активации объёмной диффузии в цинке.
3. Движение границы, как с фасеткой, так и с рёбром при высоких температурах определяется подвижностью искривлённых участков.

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

Список литературы

1. B.B. Straumal, V.G. Sursaeva, and A.S. Gornakova, Zeitschrift Metallkd. **96**, 1147 (2005).
2. G. Gottstein and L.S. Shvindlerman, *Grain Boundary Migration in Metals: Thermodynamics, Kinetics, Applications* (CRC Press, Boca Raton, FL, 1999).
3. U. Czubayko, V.G. Sursaeva, G. Gottstein, and L.S. Shvindlerman, Acta mater. **46**, 5863 (1998).
4. J.W. Cahn and D.W. Hoffman, Acta metall. **22**, 1205 (1974).
5. D. Davidson and M. den Nijs, Phys. Rev. E **59**, 5029 (2000); Phys. Rev. Lett. **84**, 326 (2000).
6. C. Rottman and M. Wortis, Phys. Rep. **103**, 59 (1984).
7. J. C. Heyraud and J. J. Métois, J. Cryst. Growth **82**, 269 (1987)

ФАЗОВЫЕ И СУБСТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ПРИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ СПЛАВА Al–Zn–Mg

Григорьева Н. А., Ковалевская Т. А.

Томский государственный архитектурно-строительный университет, Томск, Россия,
olya_dan@mail.ru

Введение

Дисперсионнотвердеющие сплавы на основе алюминия, являющиеся материалами с высокой удельной прочностью, широко применяются в промышленности. С другой стороны, алюминиевые сплавы представляют интерес для изучения закономерностей деформационного упрочнения, так как в них, как правило, имеет место как субструктурное упрочнение, так и упрочнение, обусловленное присутствием выделений различной природы (когерентных и некогерентных).

Исследованию алюминиевых сплавов посвящено очень большое количество работ. Перечислить даже наиболее важные из них в данной работе просто невозможно. В последние десятилетия наиболее интенсивно изучались многокомпонентные системы, в том числе, и Al–Zn–Mg, содержащие малые добавки различных элементов. Много внимания уделялось изучению процессов образования упрочняющих выделений при старении, которые в данных материалах носят сложный многоступенчатый характер [1–4].

Деформационное поведение алюминиевых сплавов исследовано в гораздо меньшей степени. В частности, явно недостаточно исследована связь между эволюцией субструктуры в широком интервале деформаций и структурным состоянием сплава.

Материал и методика эксперимента

Были проведены исследования сплава Al–6%Zn–3%Mg, находящегося в состоянии максимальной прочности (старение при 393 К, 24 часа), а также закалённого сплава [5].

Рис. 1. Микроструктура недеформированного состаренного сплава (схема)

Дислокационная субструктура на разных стадиях деформации изучалась с помощью электронномикроскопических методов; определялись различные количественные характеристики субструктуры [5, 6].

Результаты и их обсуждение

На рис.1 представлена схема микроструктуры недеформированного сплава, подвергнутого старению. В центре рисунка показано субзерно (средний размер субзёрен равен 3,4 мкм). Основной упрочняющей фазой после 24 часов старения при 393 К является некогерентная фаза $MgZn_2$;

средний размер некогерентных выделений равен 56 нм. Мелкими точками на рис. 1 показаны когерентные образования (кластеры), размеры которых порядка нескольких нанометров. Средняя плотность дислокации близка к 10^{10} $см^{-2}$. Как и во многих алюминиевых сплавах, в исследуемом материале имеются крупные частицы интерметаллидных фаз (рис.1).

Микроструктура недеформированного закалённого сплава отличается от микроструктуры состаренного сплава тем, что плотность дисперсных частиц в нём гораздо меньше. Металлическая матрица представляет собой пересыщенный твёрдый раствор; границы субзёрен в основном свободны от выделений.

На рис. 2 представлена диаграмма субструктур деформированного состаренного сплава. Как следует из данной диаграммы, при степенях деформации до 0,2 в сплаве доминирует сетчатая субструктура, неоднородность которой усиливается по мере увеличения степени деформации (e). В интервале деформаций от 0,03 до 0,25 наблюдаются блочные субструктуры; при e =0,17 объёмная доля таких субструктур максимальна и близка к 0,4. При степенях деформации, превышающих 0,2, в сплаве доминируют субструктуры с многомерными разориентировками (плавными и дискретными).

В закалённом сплаве, деформированном сжатием, объёмная доля разориентированных субструктур сравнительно невелика (рис. 3, кривые 2, 4). При ε>0,3 основной объём материала занимает сетчатая субструктура. Что касается блочных субструктур, то они вообще не наблюдаются ни при сжатии, ни при растяжении.

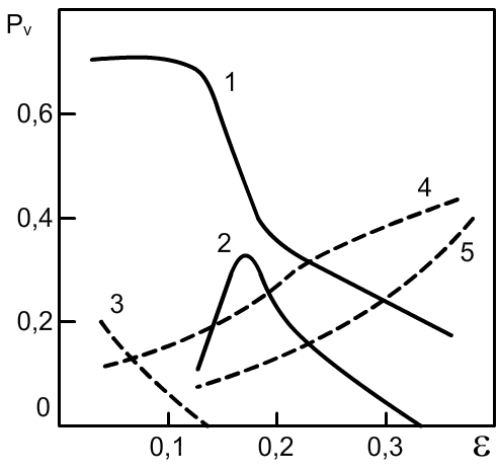


Рис. 2. Диаграмма субструктур деформированного состаренного сплава: 1 – сетчатая субструктура, 2 – блочная субструктура второго типа, 3 – блочная субструктура первого типа (ультрамелкие блоки), 4 – субструктура с плавными разориентировками (одномерными и многомерными), 5 – полосовая субструктура

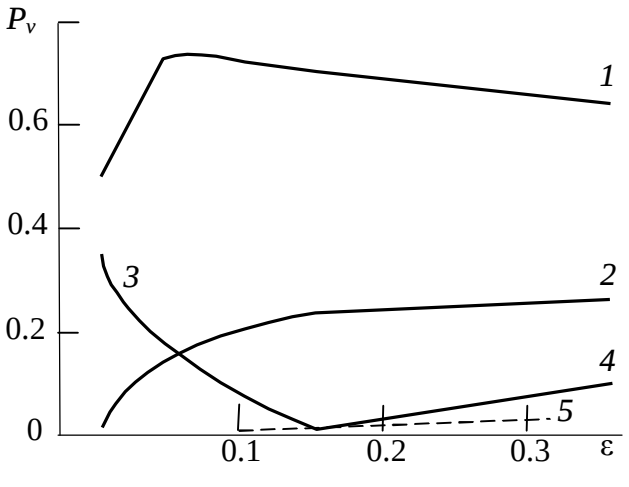


Рис. 3. Диаграмма субструктур деформированного закаленного сплава: 1 – сетчатая субструктура; 2 – субструктура с плавными одномерными разориентировками; 3 – субструктура с низкой плотностью дислокаций; 4 – субструктура с плавными многомерными разориентировками; 5 – субструктура с высокой плотностью выделений.

Блочные субструктуры, наблюдаемые в состаренном сплаве (рис. 2, кривые 2, 3), можно разделить на два типа. Блоки первого типа, названные ультрамелкими (УМБ), наблюдаются в интервале деформаций от 0,02 до 0,1; их средний размер равен 225 нм, т.е. сопоставим со средними расстояниями между дисперсными выделе-

ниями. Такие блоки образуют скопления, размер которых порядка нескольких десятков мкм. Разориентация между УМБ может достигать нескольких градусов.

В интервале деформаций от 0,1 до 0,3 наблюдаются блоки второго типа. Их размеры в несколько раз превышают размеры УМБ; они также образуют скопления, занимающие области порядка нескольких десятков микрометров. Для микродифракционной картины, наблюдаемой в областях сплава, в которых имеются блоки, характерно наличие рефлексов, хаотично расположенных вокруг яркого центрального рефлекса. При использовании темнопольного изображения в таких рефлексах высвечиваются отдельные блоки. Как показали измерения, в областях, занятых блоками второго типа, плотность некогерентных частиц в 1,3 раза ниже средней по объёму. При деформациях e =0,2 блоки второго типа имеют тонкие границы, дислокации внутри них практически отсутствуют.

В закалённом сплаве при e >0,15 наблюдаются области, в которых высока плотность дисперсных частиц и низка плотность дислокаций (рис. 3, кривая 5).

Выводы

Таким образом, при деформации исследуемого сплава происходят не только изменения его дефектной субструктуры, но и в локальных областях сплава наблюдаются фазовые превращения. А именно, в локальных областях закалённого сплава имеют место интенсивные процессы распада твёрдого раствора с образованием выделений. В сплаве, подвергнутом старению, напротив, в локальных областях происходит частичное растворение дисперсных частиц. Развитие подобных процессов вполне согласуется с закономерностями формирования зон сдвига, выявленными при исследовании деформационного рельефа [6, 7].

Список литературы

1. Чуистов К.В. Старение металлических сплавов. – Киев.- Наукова думка. 1985. 232 с.
2. Loffler H., Kovacs I., Lendvai J. Rewiew decomposition on processes Al-Zn-Mg alloys. // J. Mater. Sci. 1983. Vol. 18. P. 2215-2240.
3. Строганов Г.В. Высокопрочные литейные алюминиевые сплавы. М.: Металлургия. 1985. 216 с.
4. Елагин В.И., Захаров В.В., Дриц Н.Н. Структура и свойства сплавов системы Al-Zn-Mg. М.: Металлургия 1982. 124 с.
5. Н.А. Григорьева, Т.А. Ковалевская Экспериментальные исследования механизмов пластической деформации сплава Al-6%Zn-3%Mg / Известия РАН. Серия физическая, 2004, том 68, № 10, С. 1443-1448.
6. Ковалевская Т.А., Григорьева Н.А., Данейко О.И., Козлов Э.В. Локализация деформации в дисперсионнотвердеющем сплаве Al-Zn-Mg Науч. труды V Междунар. семинара «Современные проблемы прочности»/ Изд-во Новгородского госуниверситета. 2001, С.116-120.
7. Григорьева Н.А., Данейко О.И., Ковалевская Т.А. Формирование зон сдвига в гетерофазных материалах. Модель и эксперимент / Фазовые превращения и прочность кристаллов: сб. тез. IV Международной конференции. Черноголовка 2006. С.89.

КОМПЛЕКСНЫЕ КРИТЕРИИ И УСЛОВИЯ РАЗРУШЕНИЯ МЕТАЛЛОВ

Скуднов В. А.

Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е.Алексеева.
kvas@nntu.nnov.ru

При приложении нагрузки в металле одновременно идут два процесса: пластическая деформация и разрушение с взаимным влиянием друг на друга. Внутренним параметром структуры, связывающим деформацию $E_{пл} = \rho_d b l_d$, и разрыхление $E_{рх} = 3/2\rho_d b^2$, служит скалярная плотность дислокаций ρ_d. При $\rho_d = const$ величины $E_{пл}$ и $E_{рх}$ связаны соотношением $E_{рх} = 3/2\ E_{пл}\ b/l_d$, где b – вектор Бюргерса, l_d – длина пробега дислокаций. Энергоемкость металла (по Л.Жильмо) определяется как площадь под диаграммой растяжения «истинное напряжение- истинная деформации» (рис.1) по формулам $W_c = 0{,}5\ (\sigma_T + \sigma_K)\varepsilon^{пред} = 0{,}5\ (S_T + S_K)\ \varepsilon^{пред,,}$ является регулятором взаимодействий деформации и разрушения, величиной кооперативной, синергетической.

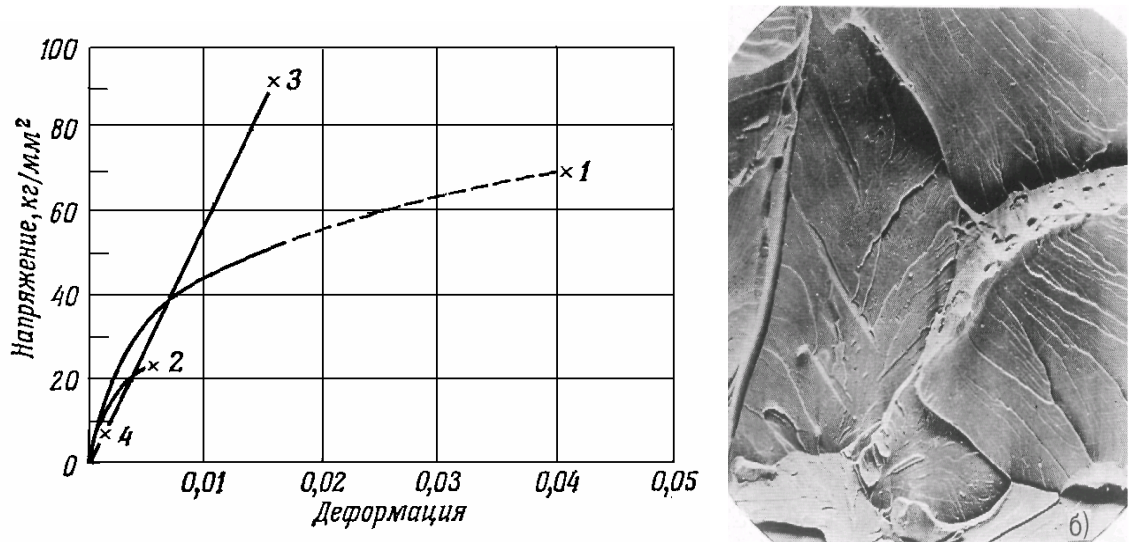


Рис. 1. Диаграммы растяжения для чугуна (кр.1 и 2) и стекла (кр.3 и 4): 1 – серый чугун при сжатии; 2 – серый чугун при растяжении; 3 – стекло при сжатии; 4 – стекло при растяжении, χ разрушение. Справа: хрупкий излом высокопрочной стали (х1000) с наличием узкой полосы вязкого излома.

Здесь σ_T – сопротивление началу пластической деформации (предел текучести), равное S_T – сопротивлению начала разрушения, σ_K – сопротивление окончанию пластической деформации, равное S_K сопротивлению разрушению; $\varepsilon^{пред}$ (или Ψ или δ) – истинная предельная деформация при растяжении: равная $\varepsilon^{пред} = \ln(1/1–\psi)$, ψ – относительное сужение (для пластичных), $\varepsilon^{пред} = \ln(1 + \delta)$, δ – относительное удлинение (для квазихрупких) материалов. Понимание такой роли W_c позволило сделать с позиций явления синергизма четыре новых вывода, отражающих комплексность условий разрушения.

1. Предложить новые комплексные энергетические критерии разрушения для оценки деградации (разрыхления), разрушение структуры, т.е работоспособности металлов в виде: критерия зарождения трещин $К_{зт} = W_c/S_T$, распространения трещин $K_{рт} = (0{,}75–0{,}5)W_c\ S_T$, хрупкости $K_{хр}$ и масштаба $K_{м.}$, которые всегда связаны с опре-

деленным напряженным состоянием (показателем П), рис.1. [1]. На сталях 20Х, 20ХН, 20ХНР, 20ХГНР показано, что при одинаковом содержании 0,2% углерода м легирование повышает значения энергоемкость W_c в 3 раза, критериев разрушения: $K_{зт}$ у стали 20ХГНР по отношению к стали 20Х – в 1,5 раз, $K_{рт}$ – в 4,4 раза, $K_{хр}$ – в 8,25 раза. По стандартным механическим свойствам такие оценки сделать невозможно. Приведены примеры расчетов критериев разрушения для хрупких, квазихрупких (ковких чугунов), пластичных деформируемых сталей (для производства крепёжных изделий), улучшаемых конструкционных сталей (для коленчатых валов), сталей разных классов (всего150) и состояний(600), а также связи критериев с пределом усталости, износостойкостью, т.е. работоспособностью изделий при эксплуатации.

2. Энергетическое условие распространения хрупких тел (стекло и др.) Гриффитса, по мере увеличения пластичности (удлинения от 1 до 10%) для квазихрупких поликристаллов, постепенно утрачивает свое влияние и переходит в деформационно – энергетическое условие, для пластичных (более 10 до 95%), и сверхпастичных (400–10000%) – переходит в деформационное условие вязкого разрушения (рис.2).

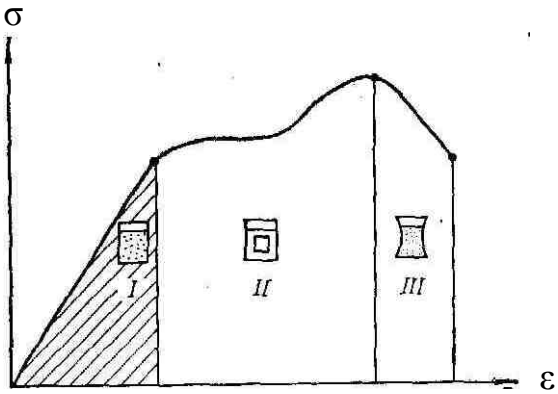


Рис. 2. Полная диаграмма разрушения:
I – хрупкое; II – квазихрупкое; III – вязкое.

При этом у сверхпластичных материалов зарождение пор в структуре не приводит к разрушению, распространения трещин нет вообще, а распад образца на части происходит от утонения сечения в иглу до момента полного сдвига в полосе скольжения. По мере увеличения пластичности в качестве предельной характеристики материала на первый план выступает предельная деформация до разрушения, закономерности поведения которой в зависимости от напряженного состояния и определяют условия прочности (сопротивления разрушению, скорость разрушения и критерии разрушения. Приводятся графики $V_{разр.}$–ψ, $K_{з.т.}$– ψ, $K_{рт}$,– HB, $K_м$ – HB. Величина является однозначной характеристикой, определяющей одинаковую величину критерия зарождения трещин для всех металлов и сплавов. На графиках связи критериев $K_{рт}$ – $K_{зт}$ для сталей с разной пластичностью, показано, при каких соотношениях значения $K_{зт}$ контролируют величину критерия $K_{рт}$,.

3. При одинаковой величине W_c в каждой точке диаграммы деформации предел текучести равен сопротивлению разрушения. Это условие привело к соотношению в виде произведения трех скобок, отражающих комплексность наступления предельных состояний

$$(\varepsilon^{пред} - N_p\,\varepsilon_{у(1),})\,(\exp(\alpha П)\,E_{рх} - 1)\,(((HB/\sigma_т) - 2) + V_р/V) = 0. \qquad (1)$$

а) Равенство нулю первой скобки $(\varepsilon^{пред} - N_p\,\varepsilon_{у(1),}) = 0$, означает, что локальное разрушение структуры наступает после достижения упругих искажения величины накопленной предельной деформации, при этом можно рассчитать N_p – число мест разрушения в структуру всего объема, которое при значении $\varepsilon_{у(1),} = 10^{-6}$ и $\varepsilon^{пред}_{лок} = 0.01$ (1%), может достигать 100 млн.

б) Равенство нулю второй скобки дает выражение связи степени локального разрыхления $E_{рх}$ =1/exp(αП) и, соответственно, предельной деформации $\varepsilon^{пред}$ =

1/ exp(αП) с показателем жесткости напряженного состояния при сдвиге (П = 0), схемах растяжения (П ≥ 0), схемах сжатия (П ≤ 0), в разных объемах деталей.

в) Равенство нулю третьей скобки ($HB/\sigma_т$) – 2) = – V_p/V отражает связь уровня относительной твердости (прочности) материала с соотношением скоростей релаксации внутренних напряжений и приложения нагрузки в опасном месте детали. Если уровень твердости высокий и не компенсируется релаксаций напряжений, то локальное разрушение неизбежно наступает и наоборот.

4.Установлено сходство уравнений, отражающих универсальный закон поведения систем:

а) функции самоподобия F (выживания) системы при наложении на нее внешнего воздействия

$$F = \Delta^{1/m} \qquad (2)$$

где Δ – мера устойчивости симметрии системы; m – двоичный код обратной связи, обеспечивающий выбор пути и стремление к сохранению симметрии системы равный $m = 2^{p-1}$, где m = 2,4.8,... m*, где,... m* – порог адаптивности, $\Delta_I = d_p - 1 = 0{,}618$; 0,465; 0,380; 0,324; 0,285; 0,232; 0,213.

Приложение нагрузки приводит к искажению симметрии кристаллической структуры и сопровождается сначала локальной, а затем глобальной адаптацией.

Искажение сопровождается сначала упругой, а затем пластической деформацией, разрушением (деградацией), а стремление системы к сохранению симметрии сопровождается релаксацией.

б) функцией (функционалом) поведения предельной деформации

$$E_{пред} = \varepsilon_{упр} + \ln(\rho_0/\rho_{кр})^{1/m} \approx \ln(\rho_0/\rho_{кр})^{1/m}, \qquad (3)$$

где ρ_0 /$\rho_{кр}$ – соотношение исходной и критической плотности деформируемого металла, отражающее меру устойчивости, причем Δ= ln (ρ_0 /$\rho_{кр}$);

$$m = (HB/\sigma_{тFe} - 2)\ \exp(\acute{a}П) - V_{рел}/V \qquad (4)$$

где HB – твердость сплава по Бринеллю, $\sigma_{тFe}$ – предел текучести железа, $HB/\sigma_{тFe}$–2 = Псэс =1–21 – показатель структурно-энергетического состояния сплавов железа (сталей, чугунов), изменяющийся от 1 до 21. exp(άП) – функция, учитывающая влияние показателей: вида деформации (ά) и напряженного состояния П = ± (σ_1+ σ_2 + σ_3)/$\sigma_т$ = 3 $p_{ср.гидр.отн}$. $V_{рел}/V$ – соотношение скоростей релаксации.

Алгоритм эволюции системы носит универсальный характер при переходе от одной точки потери устойчивости симметрии к другой и представляется в виде:

$$A_m = F = \lambda_n / \lambda_{n+1} = \Delta_I^{1/m}. \qquad (5)$$

Заключение

Комплексность условий наступления разрушения материалов обусловлена разным сочетанием четырех факторов: силового, временного, дефектного и энергетического, по разному проявляющихся у хрупких, квазихрупких, пластичных и сверхпластичных состояний металлов сплавов.

Список литературы

1. Скуднов В.А. Синергетика явлений и процессов в металловедении, упрочняющих технологиях и разрушении: Учебн. пособие /В. А. Скуднов. Н.Новгород: НГТУ.- 2007.-192 с.

ПЛАСТИЧНОСТЬ И ХРУПКОСТЬ КОМПОЗИТНЫХ СТРУКТУР SnO_2/Si, ПРОЯВЛЯЕМЫЕ ПРИ МИКРОИНДЕНТИРОВАНИИ ПО ВИККЕРСУ И БЕРКОВИЧУ

Грабко Д. З., Шикимака О. А., Харя Е. Е., Даницэ З. Н., Миргородская Я. Ю.

Институт прикладной физики Академии Наук Молдовы, Кишинев, Молдова
grabco@phys.asm.md

Современный технический прогресс, равно как и повышение уровня производства, напрямую связаны с получением новых материалов, обладающих специфическими свойствами, отвечающими определенным инженерным требованиям. Однако получение новых материалов требует, как необходимый атрибут, знание их микроструктуры и механических свойств (твердости, пластичности, хрупкости, степени адгезии и др.), т.е. параметров, непосредственно влияющих на прочность, надежность и срок службы аппаратов и деталей, изготовленных на их основе. В связи с этим, изучение механических свойств новых материалов и установление факторов, влияющих на эти свойства, представляет одно из наиболее важных направлений современного материаловедения.

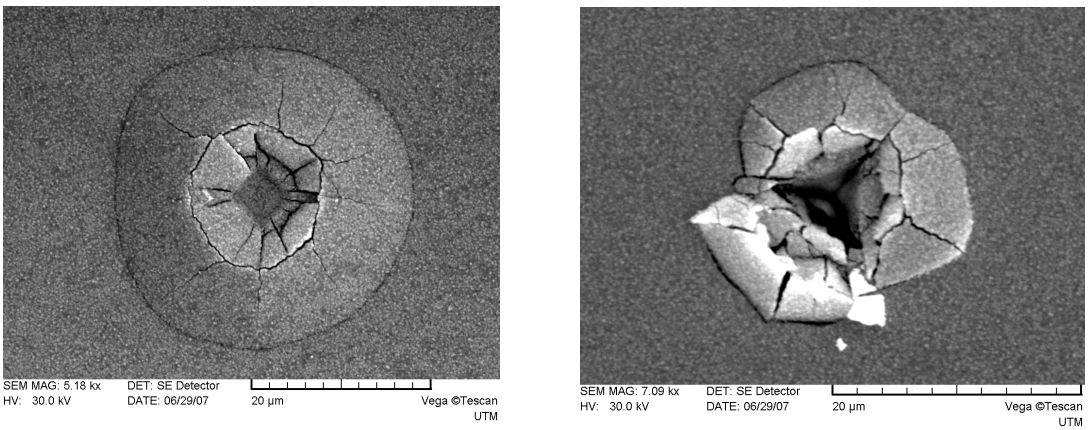
Композитная структура SnO_2/Si, выбранная в качестве предмета исследования в данной работе, принадлежит к группе новых перспективных материалов, которые, благодаря своим специфическим фотоэлектрическим свойствам, используются для изготовления солнечных батарей [1, 2]. Высокая прозрачность для солнечных лучей тонкого субмикронного слоя SnO_2, нанесенного на кремниевые пластины, наряду с его высокой проводимостью формирует высокоэффективную систему для конверсии солнечного излучения в электрическую энергию. В то же время механические свойства данной композитной структуры изучены весьма слабо, и требуются подробные исследования для ее успешного применения в качестве ячеек для солнечных батарей.

Поэтому основной задачей настоящей работы явилось изучение пластичности и хрупкости структуры SnO_2/Si при микроиндентировании с использованием инденторов Виккерса и Берковича.

Осаждение пленок SnO_2/Si на пластины кремния (грань (001)) проводилось на специальной установке методом пульверизации соответствующих химических компонент в обычных условиях и последующим пиролизом (термическим разложением) с образованием тонкого проводящего слоя [3].

Исследования были проведены по методу Виккерса (четырехгранная алмазная пирамида) и по методу Берковича (трехгранная алмазная пирамида). Для индентора Берковича радиус закругления при вершине ($R \approx 40$нм), что намного меньше, чем для индентора Виккерса ($R \approx 500$ нм), и может сказаться на специфике деформирования при индентировании. Исследование микроструктуры в окрестности отпечатков индентора велось на оптических микроскопах XJL-101, Amplival, МИИ-4 и на электронном микроскопе Vega Tescan; изучение химического состава пленок проводилось с помощью метода EDX SEM.

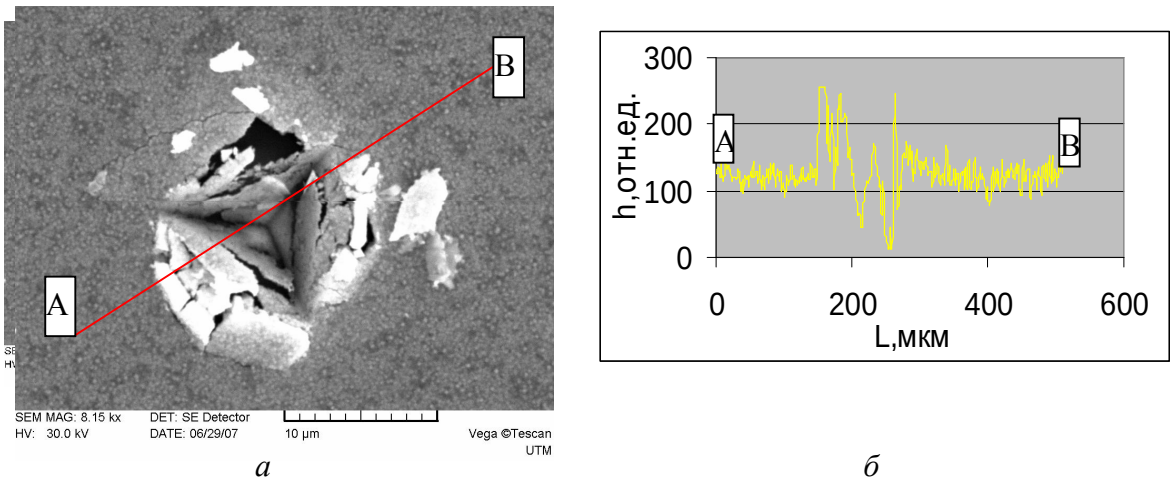
Была оценена микротвердость композитной системы SnO_2/Si по методу Виккерса и Берковича при нагрузке на индентор $P = 40$ г. В первом случае $H_В$ составила 13,7 ГПа, во втором – $H_Б = 14{,}8$ ГПа. Прослежена специфика формирования отпечатков твердости и микроструктуры зоны хрупко-пластического деформирования в их окрестности (рис.1).



а *б*

Рис. 1. Сканирующая электронная микроскопия. Вид отпечатков и их окрестностей, формирующихся при вдавливании пирамиды Виккерса (*а*) и Берковича (*б*) в композитную структуру SnO_2/Si. P = 0,3N

На рис.1 представлены два отпечатка, нанесенные двумя способами при одинаковой нагрузке (P = 30г). Как следует из рисунка, данный композитный материал проявляет большую склонность к хрупкому разрушению при внедрении как индентора Виккерса, так и индентора Берковича. В окрестности отпечатков наблюдается отслоение пленки с приподниманием ее и дроблением в некотором радиусе от отпечатка. У отпечатка Берковича, наряду с этим, отмечается и отщепление пленки. Эффект отщепления еще более ярко проявляется при меньших нагрузках (рис.2*а*).



а *б*

Рис. 2. СЭМ. SnO_2/Si. Вид отпечатка Берковича и деформированной зоны вокруг него, нанесенного при нагрузке 0,03 N (*а*). Рельеф поверхности вдоль линии АВ в сечении (*б*)

Как можем видеть, за пределами отпечатка пленка SnO_2 приподнимается над поверхностью и дробится, внутри же отпечатка заметно формирование трещин. При более высоких нагрузках (рис.1*б*) отслоившаяся пленка SnO_2 даже ”выбрасывается” из зоны отпечатка. В отличие от этого, отпечатки Виккерса, несмотря на бóльший размер области разрушения за пределами отпечатка по сравнению с отпечатками Берковича, остаются пластичными в пределах зоны контакта индентора с образцом (см. рис.1*а*). Данные микроструктурных наблюдений были подтверждены результатами EDX SEM спектрального анализа.

Наряду с этим, обнаружен различный характер протекания процесса деформации для метода Виккерса и Берковича в зависимости от величины нагрузки на индентор (табл.). Оценен параметр $\gamma = D_f/d$, который связывает размер деформированной зоны с размером образовавшегося отпечатка твердости. Здесь D_f – диаметр разрушенной зоны в окрестности отпечатка, d диагональ отпечатка. Параметр γ, назовем его коэффициентом хрупкости, отражает склонность композитной структуры SnO_2/Si к хрупкому разрушению.

Таблица. **SnO_2/Si. Соотношение между диаметром отпечатка, величиной зоны разрушения и коэффициентом хрупкости для различных нагрузок на индентор**

P, N	Композитная структура SnO_2/Si					
	Пирамида Виккерса			Пирамида Берковича		
	d, мкм	D_f, мкм	$\gamma_{cm} = D_f/d$	a, мкм	D_f, мкм	$\gamma_{cm} = D_f/d$
0,2	6,2	34	5,48	11	16	1,45
0,3	7,5	26	3,47	10	18	1,8
0,4	8,3	26	3,13	11	21	1,9
0,5	9,0	26	2,17	9,8	20	2,1

Показано, что для использованных инденторов эта величина меняется поразному. Если для первого метода, в интервале нагрузок на индентор P = (0,2–0,5)N, коэффициент γ последовательно уменьшается с ростом нагрузки от 5,48 до 2,17, то для второго наблюдается не уменьшение, а некоторый рост коэффициента γ (1,45–2,1). По-разному меняются с ростом нагрузки и параметры d и D_f для отпечатков Виккерса и Берковича. Размер отпечатков Виккерса увеличивается с ростом нагрузки на индентор, что вполне естественно, тогда как размер зоны деформации вокруг него уменьшается. Для отпечатков Берковича эти величины менее чувствительны к изменению нагрузки, однако 'a' испытывает слабую тенденцию к уменьшению, а D_f – к возрастанию.

Результаты проведенных исследований показывают, что существует целый ряд факторов, влияющих на ответную реакцию данной композитной системы в зависимости от типа индентора, среди которых, в первую очередь, можно назвать различное распределение внутренних напряжений при микроиндентировании, более высокую степень деформации и упрочнения, создаваемую индентором Берковича по сравнению с индентором Виккерса, различную степень упругого восстановления отпечатков. Суммарное воздействие этих факторов вызывает перераспределение напряжений между слоем SnO_2 и подложкой Si в области контакта индентора с образцом в зависимости от приложенной нагрузки и приводит к изменению характера деформирования композитной системы пленка/подложка.

Работа выполнена при поддержке Грантов Высшего Научного Совета Академии Наук Молдовы и Гранта RESC-MR2-995.

Список литературы

1. A Cuevas //Proc. of 20th European PV Solar Energy Conference, 2005, Barcelona, p.801
2. D. Sherban, A.Simashkevich, L.Bruk et al. n^+ITO/SiO_2/nSi/n^+Si bifacial solar cells //Proc. of Conference of Physicists from Moldova, 2007, Chishinau, p.69
3. A.Simaschevici, D.Serban, L.Bruc, et al. Spray Deposited ITO-nSi Solar Cells with Enlarged Area // Abstracts of the 2nd Intern. Conference on MSCMP, Chishinau 2004, p.138

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ СОСТОЯТЕЛЬНОСТЬ МОДЕЛИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ СПЛАВОВ С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ ПРИ ФАЗОВЫХ И СТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ

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

Институт прикладной механики РАН, Москва
movchan47@mail.ru

Причиной нелинейного деформирования сплавов с памятью формы (СПФ) при напряжениях, не превосходящих дислокационный предел текучести, являются происходящие в этих материалах термоупругие фазовые и структурные превращения. Под структурными превращениями в данной работе понимается переход от менее ориентированной мартенситной структуры к более ориентированной (переориентация, раздвойникование мартенсита). В работах [1,2] на основании микромеханической модели, учитывающей влияние не только приложенных внешних макронапряжений, но и случайным образом распределенных по представительному объему материала микронапряжений, получены следующие определяющие соотношения для девиатора нетермоупругих деформаций при фазовых и структурных превращениях

$$d\varepsilon_{ij}' = d\varepsilon_{ij}^{ph} + d\varepsilon_{ij}^{st}, \qquad d\varepsilon_{kk} = 3\varepsilon_0 dq, \tag{1}$$

$$d\varepsilon_{ij}^{st} = \frac{3}{2}\rho(\mu_\sigma)\frac{\sigma_{ij}'}{\sigma_i} qp(\sigma_i)d\sigma_i, \text{ при } d\sigma_i > 0 \text{ иначе } d\varepsilon_{ij}^{st} = 0, \tag{2}$$

$$d\varepsilon_{ij}^{ph} = \omega_{ij}^{+} dq, \quad \omega_{ij}^{+} = \frac{3}{2}\rho(\mu_\sigma)\frac{\sigma_{ij}'}{\sigma_i}(1 - qf(q))F(\sigma_i) + f(q)\varepsilon_{ij}',$$

$$d\varepsilon_{ij}' = \omega_{ij}^{-} dq, \quad \omega_{ij}^{-} = \frac{\varepsilon_{ij}'}{q} \tag{3}$$

Здесь σ_{ij}', σ_i – девиатор и интенсивность напряжений, $\varepsilon_{ij}, \varepsilon_{ij}'$ – тензор и девиатор нетермоупругих деформаций, $d\varepsilon_{ij}^{ph}, d\varepsilon_{ij}^{st}$ – части приращения ε_{ij}', связанные с фазовыми и структурными превращениями, ε_{kk} – объемный эффект реакции фазового превращения, q – объемная доля мартенситной фазы, $\rho(\mu_\sigma)$ – зависимость от параметров вида напряженного состояния максимальной величины интенсивности нетермоупругой деформации, $F(\sigma_i)$ – интегральная функция распределения интенсивности микронапряжений в представительном объеме материала, $p(\sigma_i)$ – плотность того же распределения, $f(q)$ – функция модели, удовлетворяющая ограничениям $0 \le f(q) \le 1/q$ и определяющая соотношение между интенсивностью процессов зарождения и развития мартенситных мезоэлементов (пластин). Соотношения (2) описывают активный процесс прямого термоупругого и структурного превращения (явления разгрузки и повторных нагружений в данной модели не рассматриваются), соотношение (3) – процесс обратного превращения. Приведенные соотношения качественно правильно описывают процессы накопления деформаций прямого превращения, явление ориентированного превращения, мартенситной неупругости, сверхупругости, монотонной памяти формы.

Фазовые и структурные переходы в СПФ сопровождаются уникальными теплофизическими явлениями (выделение латентного тепла фазового перехода при прямом превращении и поглощение примерно такого же количества тепла при об-

ратном превращении, диссипативные явления и т.д.). В то же время, температура, меняющаяся в этих процессах, является одним из двух основных параметров, управляющих этими процессами. Поэтому рассматривать поведение СПФ имеет смысл только в связной термомеханической постановке. Обязательным условием адекватности такой постановки является доказательство термодинамической состоятельности модели, т.е. выполнения в ее рамках законов термодинамики.

В [3] проанализирована термодинамическая состоятельность модели линейного деформирования СПФ [4] при термоупругих фазовых превращениях. Показано, что необходимым условием термодинамической состоятельности такой модели в предположении о том, что потенциал Гиббса двухфазного СПФ является аддитивной суммой потенциалов Гиббса аустенита и мартенсита, является выполнение условия

$$M_s^0 \le T^* \le A_s^0, \quad T^* = \Delta U / \Delta S \tag{4}$$

где M_s^0, A_s^0, T^* – температуры начала прямого и обратного мартенситного превращения в свободном от напряжений СПФ, и температура термодинамического равновесия фаз, $\Delta U, \Delta S$ – изменения объемных плотностей внутренней энергии и энтропии при переходе от мартенситного состояния к аустенитному в отсутствии напряжений.

В [5] рассмотрен вопрос о термодинамической состоятельности упрощенной модели нелинейного деформирования СПФ при термоупругих фазовых превращениях. Упрощение состояло в том, что не рассматривался процесс развития мартенситных пластин, из-за чего модель не описывала явление ориентированного превращения. Вопрос о термодинамической состоятельности модели, которая одновременно учитывала бы как фазовые, так и структурные превращения, и описывала бы явление ориентированного превращения, ранее не рассматривался. Этой проблеме и посвящена данная работа.

Для анализа используется разновидность потенциала Гиббса Ψ, получающегося из свободной энергии преобразованием Лежандра с использованием термоупругих деформаций. Считается, что $\Psi = \Psi(\sigma_{ij}, T, q)$. С помощью формализма рациональной термодинамики могут быть получены следующие выражения для диссипативного неравенства и связного уравнения теплопроводности:

$$D_1 = \sigma_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij} - \frac{\partial \psi}{\partial q} \dot{q} \ge 0 \tag{5}$$

$$k_q \Delta T = T\dot{S} - \sigma_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij} - \frac{\partial \psi}{\partial q} \dot{q} \tag{6}$$

Здесь D_1 – скорость механической диссипации, k_q – коэффициент теплопроводности.

Предполагается, что потенциал Гиббса двухфазной среды является аддитивной суммой упругих выражений потенциалов Гиббса для аустенитной и мартенситной фаз с весами, равными их объемным долям. В результате неравенство (5) принимает вид (для упрощения зависимости упругих модулей от q не учитываются)

$$D_1 = \sigma_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij} + (\Delta U - T\Delta S)\dot{q} \ge 0 \tag{7}$$

Пусть M_s^σ – точная верхняя грань значений температуры, при которых для заданных значений параметров состояния σ_{ij}, q возможно прямое мартенситное превращение. Принимается, что

$$M_s^\sigma = M_s^0 + \omega_{ij}^+ \sigma_{ij}' / \Delta S + \sigma_{kk} \varepsilon_0 / (3\Delta S) \tag{8}$$

В силу определения величины M_s^σ прямое превращение может происходить лишь при температурах

$$T = M_s^\sigma - \Delta T, \quad \Delta T \geq 0 \tag{9}$$

Подставляя выражения (8), (9) и выраженные в скоростях (1), (2) в (7) получаем

$$D_1 = \rho(\mu_\sigma) q p(\sigma_i) \sigma_i \dot{\sigma}_i + \Delta T \Delta S_0 \dot{q} + \left(\Delta U_0 - M_s^0 \Delta S_0\right)\dot{q} \geq 0 \tag{10}$$

Первые 2 слагаемых выражения для D_1 (10) в силу (2) и (9) неотрицательны. Следовательно, правая часть неравенства (4) вместе с выражением (8) является достаточным условием выполнения диссипативного неравенства для активных процессов прямого превращения и мартенситной неупругости. Полагая для верхней грани температур, при которых может в данном состоянии СПФ происходить обратное превращение выражение

$$A_s^\sigma = A_s^0 + \omega_{ij}^- \sigma_{ij}' / \Delta S_0 \tag{11}$$

точно таким же образом убеждаемся, что достаточным условием выполнения диссипативного неравенства является второе неравенство (4). Можно показать, что для активных процессов прямого превращения и мартенситной неупругости при пропорциональном нагружении соотношение (8) переходит в

$$M_s^\sigma = \frac{\rho(\mu_\sigma)\sigma_i F(\sigma_i)}{\Delta S_0} + \frac{\sigma_{kk}\varepsilon_0}{3\Delta S_0} \tag{12}$$

Выражение, аналогичное (12) получено в [5] для модели нелинейного деформирования, не учитывающей структурные переходы и явление ориентированного превращения. Там же [5] проанализирована адекватность (12). Соотношение (11) для температуры начала обратного превращения обосновано в [6].

Связное уравнение теплопроводности (6) принимает вид

$$k_q \Delta T = C_\sigma \dot{T} + T\alpha \dot{\sigma}_{kk} - \left(\Delta U + \frac{1}{3}\sigma_{kk}\varepsilon_0 + \omega_{ij}\right)\dot{q} - \rho(\mu_\sigma) q p(\sigma_i) \sigma_i \dot{\sigma}_i \tag{13}$$

В (13) C_σ – теплоемкость единицы объема при постоянном напряжении, α – коэффициент температурного расширения, в качестве ω_{ij} необходимо брать величину ω_{ij}^+ для прямого превращения и ω_{ij}^- для обратного.

Работа выполнена при финансовом содействии РФФИ, проект № 08-01-00535

Список литературы

1. Мовчан А.А., Мовчан И.А. Одномерная микромеханическая модель нелинейного деформирования сплавов с памятью формы при прямом и обратном термоупругих превращениях // Механика композиционных материалов и конструкций. 2007. Т. 13 №3. С. 297-322.
2. Мовчан А.А., Мовчан И.А. Модель нелинейного деформирования сплавов с памятью формы в активных процессах прямого превращения и структурного перехода // Механика композиционных материалов и конструкций 2008. Т. 14. № 1. С.
3. Мовчан А.А., Ньюнт Со Термодинамическое описание поведения сплавов с памятью формы с помощью аддитивного потенциала Гиббса // Журнал прикладной механики и технической физики. 2006. Т.47. № 4. С. 98-103.

4. Мовчан А.А. Микромеханический подход к описанию деформации мартенситных превращений в сплавах с памятью формы // Изв. РАН. Механика твердого тела. 1995. № 1. С. 197-205.
5. Мовчан А.А., Мишустин И.В. Термодинамическое описание нелинейного деформирования сплавов с памятью формы // Журнал функциональных материалов. 2007. Т. 1. №6. С. 221-226.
6. Мовчан А.А., Сильченко Л.Г. Аналитическое решение связной задачи об устойчивости пластины из сплава с памятью формы при обратном мартенситном превращении // Известия РАН. Механика твердого тела.-2004.-№5. С.153-167.

АНАЛОГ ТЕОРИИ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ПРОЦЕССОВ ДЕФОРМИРОВАНИЯ СПЛАВОВ С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ ПРИ ФАЗОВЫХ И СТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ

Мовчан А. А., Тант Зин Аунг [*]

Институт прикладной механики РАН
[*] *Московский авиационный институт*
movchan47@mail.ru

Деформационные эффекты фазовых (накопление деформаций прямого превращения и память формы) и структурных (мартенситная неупругость, связанная с переориентацией мартенсита) превращений в сплавах с памятью формы (СПФ) существенно нелинейно зависят от приложенные напряжений и тесно связаны друг с другом, поскольку имеют единый источник – кристаллографическую деформацию превращения. Явление мартенситной неупругости обладает многими чертами процессов пластического деформирования (форма диаграммы напряжение – деформация при активном нагружении, упругая разгрузка, деформационное упрочнение). Получить деформационно упрочненный мартенсит можно не только путем его активного изотермического нагружения, но и проводя прямое превращение из аустенитного состояния под действием некоторого напряжения. Приведенные данные свидетельствуют о возможности построения объединенной теории деформирования СПФ при фазовых и структурных превращениях как некоторого аналога теории пластичности. В данной работе исследуются возможности применения для описания процессов деформирования СПФ аналога теории пластического течения с изотропным и кинематическим упрочнением [1–3].

Пусть уравнение поверхности нагружения и закон течения имеют вид

$$\Phi(q, S_i, \chi) = \varphi(q)C(S_i) - \chi = 0 \tag{1}$$

$$S_i = \left(3S_{ij}S_{ij}/2\right)^{0.5}, \quad S_{ij} = \sigma_{ij}' - \rho_{ij}, \quad d\rho_{ij} = g(q, S_i)d\varepsilon_{ij} \tag{2}$$

$$\chi = \left(2d\varepsilon_{ij}d\varepsilon_{ij}/3\right)^{0.5} \tag{3}$$

$$d\varepsilon_{ij} = d\lambda S_{ij} \tag{4}$$

Здесь q – объемная доля мартенситной фазы, $C(S_i), \varphi(q)$ – неотрицательные монотонно возрастающие функции, причем $\varphi(0) = 0, \varphi(1) = 1$, ε_{ij} – девиатор нетермоупругой деформации, включающий в себя фазовую и структурную составляющие, χ –

аналог параметра изотропного упрочнения Одквиста (длина дуги нетермоупругого деформирования), σ_{ij}' – девиатор напряжений, S_{ij}, S_i – тензор и интенсивность активных напряжений, ρ_{ij} – тензор остаточных микронапряжений, $d\lambda, g(q,S_i)$ – положительные величины.

Условие осуществления активного процесса имеет вид

$$\varphi'(q)C(S_i)dq + \frac{3}{2}\varphi(q)C'(S_i)\frac{S_{ij}d\sigma_{ij}'}{S_i} > 0. \qquad (5)$$

При невыполнении одного из условий (1), (5) происходит упругое деформирование. Дифференцируя условие (1), соблюдающееся в активном процессе и используя (2)–(5), можно получить следующее уравнение для определения величины $d\lambda$

$$\varphi'(q)C(S_i)dq + \varphi(q)C'(S_i)\left(\frac{3}{2}\frac{S_{ij}d\sigma_{ij}'}{S_i} - g(q,S_i)S_i d\lambda\right) = \frac{2}{3}|d\lambda|S_i. \qquad (6)$$

Выбирая для $d\lambda$ положительное решение уравнения (6) получаем

$$d\lambda = \frac{\varphi'(q)C(S_i)dq + 3\varphi(q)C'(S_i)S_{ij}/(2S_i)d\sigma_{ij}'}{S_i(g(q,S_i)\varphi(q)C'(S_i) + 2/3)} > 0, \qquad (7)$$

причем знак неравенства в (7) согласуется с неравенством (5). Следуя (7), (4)

$$d\varepsilon_{ij} = \frac{\varphi'(q)C(S_i)dq + 3\varphi(q)C'(S_i)S_{mn}d\sigma_{mn}'/(2S_i)}{g(q,S_i)\varphi(q)C'(S_i) + 2/3}\frac{S_{ij}}{S_i}. \qquad (8)$$

Согласно (8), приращение нетермоупругой деформации естественным образом делится на два слагаемых, одно из которых пропорционально приращению параметра фазового состава dq, а второе – приращению компонент девиатора напряжений $d\sigma_{ij}'$. Первое из этих слагаемых естественно связать с приращением нетермоупругой деформации за счет фазового перехода $d\varepsilon_{ij}^{ph}$, а второе – с приращением нетермоупругой деформации за счет структурного превращения $d\varepsilon_{ij}^{st}$:

$$d\varepsilon_{ij} = d\varepsilon_{ij}^{ph} + d\varepsilon_{ij}^{st}, \qquad (9)$$

$$d\varepsilon_{ij}^{ph} = \frac{\varphi'(q)C(S_i)dq}{g(q,S_i)\varphi(q)C'(S_i) + 2/3}\frac{S_{ij}}{S_i}, \qquad (10)$$

$$d\varepsilon_{ij}^{st} = \frac{3\varphi(q)C'(S_i)S_{mn}d\sigma_{mn}'/(2S_i)}{g(q,S_i)\varphi(q)C'(S_i) + 2/3}\frac{S_{ij}}{S_i}. \qquad (11)$$

Рассмотрим частные случаи. Пусть отсутствует трансляционное упрочнение: $g(q,S_i) = 0, S_{ij} = \sigma_{ij}', S_i = \sigma_i$. Тогда из (10), (11) получается

$$d\varepsilon_{ij}^{ph} = \frac{3}{2}\frac{\sigma_{ij}'}{\sigma_i}\varphi'(q)C(\sigma_i)dq, \qquad (12)$$

$$d\varepsilon_{ij}^{st} = \frac{3}{2}\frac{\sigma_{ij}'}{\sigma_i}\varphi(q)C'(\sigma_i)d\sigma_i, \qquad (13)$$

$$\varphi'(q)C(\sigma_i)dq + \varphi(q)C'(\sigma_i)d\sigma_i > 0, \qquad (14)$$

где (14) – условие осуществления активного процесса, при котором справедливы соотношения (12), (13).

Если положить $\varphi(q) \equiv q$ и считать, что $C(\sigma_i) = \delta F(\sigma_i)$ где величина δ коррелирует с интенсивностью кристаллографической деформации превращения, а $F(\sigma_i)$ – интегральная функция распределения интенсивности микронапряжений в представительном объеме материала, то зависимости (12), (13) представляют собой частный случай определяющих соотношений модели нелинейного деформирования СПФ при фазовых и структурных превращениях, выведенных в [4,5] из микромеханических соображений. В рамках полученной модели описываются не только накопление деформации прямого превращения и мартенситная неупругость, но и упомянутые выше более тонкие эффекты типа перекрестного деформационного упрочнения. Недостатком данной модели является тот факт, что, согласно уравнению поверхности нагружения (1) и свойствам функции распределения $F(\sigma_i)$, длина дуги нетермоупругого деформирования ограничена сверху величиной интенсивности кристаллографической деформации превращения δ, что не соответствует экспериментальным данным для циклического изотермического деформирования в мартенситном состоянии [6], когда суммарная длина дуги деформирования может многократно превосходить величину δ.

Далее рассматривается случай чисто трансляционного упрочнения, когда уравнение поверхности нагружения имеет вид

$$\varphi(q)C(S_i) = C(\sigma_s) = \text{const}, \qquad (15)$$

где σ_s – фиксированный радиус поверхности нагружения. Дифференцирование (15) дает соотношение типа (6), но с правой частью, равной нулю, откуда и находится величина $d\lambda$:

$$d\lambda = \frac{S_i C(S_i)\varphi'(q)dq + 3C'(S_i)\varphi(q)S_{mn}d\sigma'_{mn}/2}{\varphi(q)C'(S_i)g(q,S_i)S_i^2}.$$

Соотношение для приращения нетермоупругих деформаций можно представить в виде

$$d\varepsilon_{ij} = \frac{C(S_i)\varphi'(q)dq + 3C'(S_i)\varphi(q)S_{mn}d\sigma'_{mn}/(2S_i)}{g(q,S_i)\varphi(q)C'(S_i)}\frac{S_{ij}}{S_i}. \qquad (16)$$

Пусть функции модели выбраны таким образом, что $g(q,S_i)\varphi(q)C'(S_i) \equiv 1$, $C(S_i) = \delta F(S_i)$. В этом случае зависимость (16) можно представить в виде (9) где

$$d\varepsilon_{ij}^{ph} = \frac{S_{ij}}{S_i}\delta F(S_i)\varphi'(q)dq, \qquad d\varepsilon_{ij}^{st} = \frac{3}{2}\frac{S_{ij}}{S_i}\delta F'(S_i)\varphi(q)\frac{S_{mn}d\sigma_{mn}'}{S_i}. \qquad (17)$$

Таким образом, получены формулы (17), аналогичные по структуре соотношениям (12), (13), соответствующим аналогу модели изотропного упрочнения и качественно правильно описывающие те же явления. Однако соотношения (17) лишены основного недостатка модели (12), (13). В данном случае длина дуги нетермоупругого деформирования не ограничена величиной интенсивности кристаллографической деформации превращения. Можно показать, что модель (15), (17) при описании яв-

ления мартенситной неупругости аналогична теории пластичности с линейным упрочнением.

В заключении необходимо отметить, что в отличие от соотношений микромеханической модели нелинейного деформирования СПФ при фазовых и структурных превращениях[4,5], предлагаемая модель является аналогом теории пластического течения и поэтому описывает не только активные процессы, но и явления разгрузки, повторного нагружения и деформационного упрочнения.

Работа выполнена при финансовом содействии РФФИ, проект № 08-01-00535

Список литературы

1. Ишлинский А.Ю. Общая теория пластичности с линейным упрочнением // Украинский математический журнал. 1954. № 3. С. 314-325.
2. Кадашевич Ю.И., Новожилов В.В. Теория пластичности, учитывающая остаточные микронапряжения // Прикладная математика и механика. 1958. № 1. С. 78-89.
3. Арутюнян Р.А., Вакуленко А.А. О многократном нагружении упруго-пластической среды //Известия АН СССР. Механика. 1965. № 4. С. 53-61.
4. Мовчан А.А., Мовчан И.А. Одномерная микромеханическая модель нелинейного деформирования сплавов с памятью формы при прямом и обратном термоупругих превращениях // Механика композиционных материалов и конструкций. 2007. Т. 13. №3. С. 297-322.
5. Мовчан А.А., Мовчан И.А. Модель нелинейного деформирования сплавов с памятью формы в активных процессах прямого превращения и структурного перехода // Механика композиционных материалов и конструкций 2008. Т. 14. № 1. С.
6. Liu Y., Xie Z., Humbeeck J. Van., Delaey L. Asymmetry of stress-strain curves under tension and compression for NiTi shape memory alloys // J. Acta Mater., 1998 , v. 46, N12, p. 4325-4338.

АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ ЭЛЕМЕНТОВ ИЗ СПЛАВОВ С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ В РАМКАХ РАЗЛИЧНЫХ МОДЕЛЕЙ ДЕФОРМИРОВАНИЯ ЭТИХ МАТЕРИАЛОВ

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

Институт прикладной механики РАН, Москва, Россия
movchan47@mail.ru

В экспериментальной работе [1] показано, что термоупругие фазовые превращения, происходящие в сжатых тонкостенных элементах с памятью формы (СПФ), могут вызывать их потерю устойчивости. Так, стержень из СПФ, не теряющий устойчивость под действием сжимающей нагрузки ни в аустенитном, ни в мартенситном фазовых состояниях, может, тем не менее, потерять устойчивость при переходе из одного фазового состояния в другое. Критическая нагрузка потери устойчивости, соответствующая прямому превращению из аустенитной фазы в мартенситную, может быть в разы более низкой, чем соответствующая эйлерова критическая сила изотермической потери устойчивости элемента в мартенситном состоянии, при котором, как известно, упругие модули СПФ принимают наименьшие значения. Потеря устойчивости при практически столь же низких значениях критических нагрузок наблюдается и при обратном превращении СПФ из мартенсита в аустенит, когда упру-

гие модули не падают, как при прямом превращении, а возрастают [2–6]. Всё это позволяет сделать вывод о том, что влияние термоупругих фазовых превращений на устойчивость сжатых элементов из СПФ может играть определяющее значение.

Для описания деформирования СПФ при термоупругих фазовых превращениях разными авторами предложено большое число вариантов определяющих соотношений. Здесь, применительно к анализу задачи устойчивости элементов из СПФ, рассмотрены три варианта определяющих соотношений, моделирующих прямое мартенситное превращение.

Первый из них, предложенный и развитый в [7–10] и других работах цитируемого автора, условно называемый далее «линейным», предполагает, что скорость накопления деформаций прямого превращения является линейной комбинацией девиатора напряжений и тензора фазовой деформации. Можно показать, что найденная в соответствии с данным подходом интенсивность фазовой деформации в элементах из СПФ, накопленная в результате реализации полного прямого мартенситного превращения под действием постоянных напряжений, пропорциональна интенсивности последних, что явно ограничивает применимость данного подхода уровнем действующих напряжений, которые не должны быть слишком большими, чтобы выполнялось условие, накладываемое на фазовые деформации, которые должны быть ограничены так называемыми кристаллографическими деформациями. Для задач устойчивости элементов из СПФ это ограничение является принципиальным, поскольку из цитируемых ранее работ [2–6] известно, что наибольшее отличие искомых критических нагрузок по сравнению с соответствующими мартенситными эйлеровыми нагрузками, наблюдаются как раз для относительно толстых (коротких) элементов, для которых, очевидно, искомые критические напряжения велики.

С этой точки зрения, большой интерес представляют предложенные в [11,12] «нелинейные» определяющие соотношения, свободные от указанного выше недостатка линейных соотношений. Применительно к прямому превращению рассмотрены два варианта нелинейных определяющих соотношений. В соответствии с первым, для приращения фазовой деформации используется зависимость, построенная исходя из микромеханических соображений, которая учитывает как рост, так и зарождение мартенситных пластин в СПФ, но не учитывает так называемую структурную составляющую фазовой деформации, связанную с переориентацией мартенсита.

Наконец, в соответствии с заключительным, наиболее общим вариантом определяющих соотношений [12], фазовая деформация содержит слагаемое, учитывающее структурную деформацию.

Что касается обратного мартенситного превращения, то в работе рассмотрен простейший вариант определяющих соотношений, предполагающий, что при фазовом переходе учитывается лишь процесс деградации мартенситных пластин.

В рамках предложенных вариантов определяющих соотношений решен ряд задач о потере устойчивости стержней, пластин и оболочек из СПФ. В частности, получено решение задачи об устойчивости равномерно сжатой по своим торцевым кромкам круглой и кольцевой пластин из СПФ в предположении, что форма выпучивания не обязательно является осесимметричной. Указаны случаи краевых условий, для которых удается построить точное решение при отсутствии вариаций внешней нагрузки.

Главным выводом работы следует признать тот факт, что, несмотря на возможность привлечения к анализу устойчивости элементов из СПФ различных вариантов определяющих соотношений, существенно различающихся между собой, разработанный в работах [2–6] подход, основанный на привлечении к анализу устойчивости элементов из СПФ ряда предложенных в указанных работах упрощённых концеп-

ций, оказывается плодотворным для всех рассмотренных вариантов определяющих соотношений. В рамках упомянутых упрощённых концепций явление потери устойчивости, вызванной термоупругими превращениями, может быть исчерпывающим образом описано. С одной стороны, концепция «фиксированного фазового состава», следуя которой при анализе выпучивания возмущения параметра фазового состава не рассматриваются, всегда приводит к наибольшим значениям критических сил. С другой стороны, применение альтернативной концепции «дополнительного фазового превращения», предполагающей, что при выпучивании необходимо учитывать возмущения параметра фазового состава, позволяет определить весь интервал критических нагрузок от минимальной (подсчитываемой в соответствии с гипотезой «повсеместного дополнительного фазового перехода», в рамках которой считается, что дополнительное превращение происходит во всех точках сечения рассматриваемого элемента из СПФ) до максимальной, указанной ранее. Особое место занимает гипотеза «фиксированной нагрузки», в рамках которой при решении задачи устойчивости возмущения нагрузки полагаются отсутствующими. Она приводит к значениям критических нагрузок, занимающих некоторое промежуточное положение.

Показано, что на основе первого нелинейного варианта определяющих соотношений, за счёт выбора параметров модели (в первую очередь, среднеквадратического отклонения интенсивности микронапряжений) могут быть найдены критические нагрузки, мало отличающиеся от тех, которые получаются в соответствии с линейными определяющими соотношениями. Среднеквадратическое отклонение интенсивности напряжений при этом должно быть относительно небольшим. При других параметрах модели (среднеквадратическое отклонение велико) просматривается тенденция к сужению интервала критических нагрузок, полученных на основе гипотез «фиксированного фазового состава» и «повсеместного дополнительного фазового превращения», а также к существенным отличиям результатов по сравнению с линейной моделью.

Отметим, что в рамках нелинейного варианта определяющих соотношений, учитывающего структурные и фазовые деформации, найденные критические нагрузки оказываются ещё более низкими, чем соответствующие критические величины, полученные на основе двух других вариантов рассмотренных определяющих соотношений. Отличие критических характеристик в элементах из СПФ, полученных на основе рассмотренных нелинейных моделей, оказывается тем заметнее, чем меньше отношение интенсивности действующих напряжений к среднеквадратическому отклонению интенсивности микронапряжений.

Работа выполнена при финансовом содействии РФФИ, проект № 08-01-00535.

Список литературы

1. Мовчан А.А., Казарина С.А. Экспериментальное исследование явления потери устойчивости, вызванной термоупругими фазовыми превращениями под действием сжимающих напряжений // Проблемы машиностроения и надежности машин. 2002. №6. С. 82–89.
2. Мовчан А.А., Сильченко Л.Г. Анализ устойчивости при прямом термоупругом превращении под действием сжимающих напряжений // Известия РАН. Механика твердого тела. 2004. №2. С. 132–144.
3. Мовчан А.А., Сильченко Л.Г. Об устойчивости пластины из сплава с памятью формы при прямом термоупругом фазовом превращении // Прикладная математика и механика. 2004. Т. 68. № 1. С. 60–72.
4. Мовчан А.А., Сильченко Л.Г. Аналитическое решение связной задачи об устойчивости пластины из сплава с памятью формы при обратном мартенситном превращении // Известия РАН. Механика твердого тела. 2004. № 5. С. 164–178.

5. Мовчан А.А., Сильченко Л.Г. Устойчивость круглой пластины из сплава с памятью формы при прямом мартенситном превращении // Прикладная математика и механика. 2006. Т. 70. № 5. С. 869–881.
6. Сильченко Л.Г. Устойчивость прямоугольной пластины из сплава с памятью формы при сдвиге // Механика композиционных материалов и конструкций. 2007. Т.13. №1. С. 141–152.
7. Мовчан А.А. Микромеханический подход к описанию анизотропных рассеянных повреждений // Изв. РАН. Механика твердого тела. 1990. № 3. С. 115–123.
8. Мовчан А.А. Микромеханические определяющие уравнения для сплавов с памятью формы. Проблемы машиностроения и надежности машин. 1994. № 6. С. 47-53.
9. Мовчан А.А. Микромеханический подход к описанию деформации мартенситных превращений в сплавах с памятью формы // Изв. РАН. МТТ. 1995. № 1. С. 197–205.
10. Мовчан А.А. Выбор аппроксимации диаграммы перехода и модели исчезновения кристаллов мартенсита для сплавов с памятью формы // Журнал прикладной механики и технической физики. 1995. Т. 36. № 2. С. 173–181.
11. Мовчан А.А., Мовчан И.А. Одномерная микромеханическая модель нелинейного деформирования сплавов с памятью формы при прямом и обратном термоупругих превращениях // Механика композиционных материалов и конструкций. 2007. Т.13. №3. С. 297–322.
12. Мовчан А.А., Мишустин И.В., Мовчан И.А., Чжо Ту Я. Модель нелинейного деформирования сплавов с памятью формы // Тексты докладов XXIII сессии международной школы по моделям механики сплошной среды. Саратов: Изд-во Саратовского университета им. Н.И. Лобачевского. 2007. С. 205–207.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРЯЖЕНИЯ РАЗРУШЕНИЯ ДИСЛОКАЦИОННОГО СОЕДИНЕНИЯ С УЧЕТОМ ГИБКОСТИ РЕАГИРУЮЩИХ ДИСЛОКАЦИЙ

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

Томский государственный архитектурно-строительный университет,
Томск, Россия
zgolich@cibmail.com

Взаимодействие дислокаций в кристалле сопровождается, в частности, преодолением контактных взаимодействий скользящих дислокаций первичной системы скольжения с реагирующими дислокациями леса вторичной системы скольжения. Дислокационные соединения, образующиеся в результате таких взаимодействий, относятся к числу наиболее прочных препятствий аттермического характера и тем самым вносят один из основных вкладов в сопротивление движению дислокаций.

В данной работе рассчитано напряжение разрушения дислокационных соединений, образованных гибкой скользящей дислокацией первичной системы скольжения с жесткой дислокацией леса вторичной системы скольжения.

Для определения напряжения, необходимого для разрушения соединения, образовавшегося в результате реакции, геометрия дислокационного соединения рассматривается при произвольном, несимметричном пересечении реагирующих дислокационных сегментов. Энергию дислокационной конфигурации, образовавшейся после реакции, можно описать функцией двух переменных. Так как равновесное положение тройных дислокационных узлов, которыми ограничено дислокационное соединение, будет соответствовать минимуму энергии всей дислокационной конфигурации, аналитически нахождение минимума энергии системы сводится к нахождению минимума функции двух переменных.

Рассмотрена следующая схема пересечений дислокаций: скользящая дислокация *PQ* и дислокация леса *MN* были условно поделены на 10 частей каждая.

Пересечения реагирующих дислокаций рассматривались в зависимости от отношения длин сегментов *PO:OQ* скользящей дислокации и отношения длин сегментов *MO:ON* дислокации леса (*O* – точка пересечения дислокаций) (рис.1).

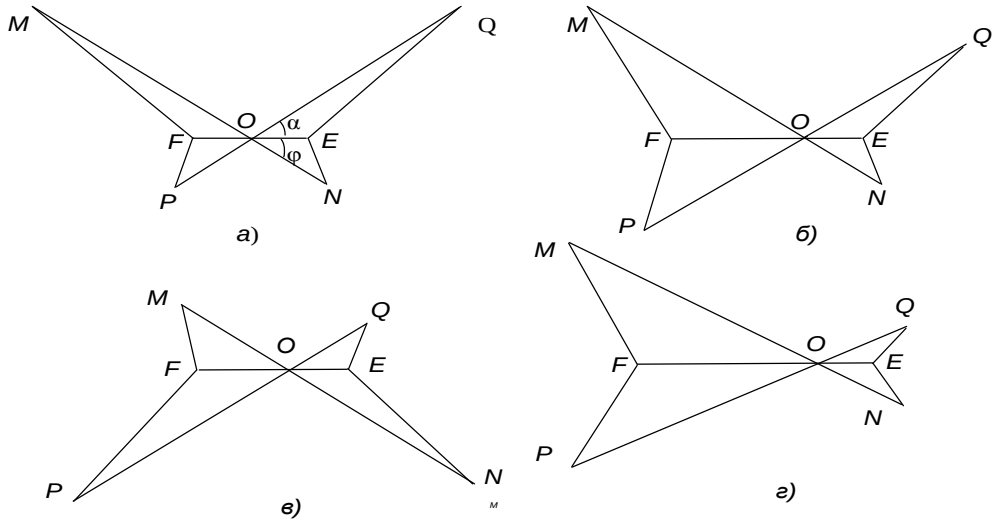


Рис.1. Схема пересечения реагирующих дислокаций в зависимости от отношения длин сегментов *PO:OQ* скользящей дислокации и сегментов *MO:ON* дислокации леса: *а*) – отношение *PO:OQ* есть 1:9, отношение *MO:ON* есть 9:1; *б*) – отношение *PO:OQ* есть 5:5, *MO:ON* есть 8:2; *в*) – отношение *PO:OQ* есть 8:2, *MO:ON* есть3:7; *г*) – отношение *PO:OQ* есть 9:1, *MO:ON* есть 9:1.

В целом, было рассмотрено 81 дислокационное соединение, при угле наклона скользящей дислокации к линии пересечения плоскостей скольжения $\alpha = 20^{o}$, угле наклона дислокации леса к линии пересечения плоскостей скольжения $\varphi = 20^{o}$, плотности дислокаций $\rho = 10^{13}$м $^{-2}$, модуле сдвига $G = 5{,}46 \cdot 10^{4}$МПа для одной дислокационной реакции.

Разрушение соединения происходит по следующим механизмам: в первом случае разрушение происходит в связи с тем, что сегмент скользящей дислокации *PF* прогибается до полуокружности, что способствует образованию источника Франка – Рида. По результатам расчета реакции $\vec{BA}, d + \vec{AD}, c = \vec{BD}, c$ выявлено, что соединений, разрушенных по такому механизму, порядка 38% от всех рассмотренных конфигураций. Это происходит, когда сегмент *PF* становится длинным – его длина составляет 40 ÷ 90% от общей длины скользящей дислокации *PQ*.

Во втором случае механизм разрушения соединения состоит в том, что сегмент дислокации леса *NE* может заработать как источник Франка – Рида. Поскольку напряжение разрушения достигает значений оценочного напряжения Франка – Рида для сегмента полученной длины. Такие случаи составляют порядка 43% от всех рассматриваемых конфигураций. При этом сегмент дислокации леса *NE* становится длинным, и его длина также составляет 40 ÷ 90% от общей длины дислокации леса *MN*.

Наибольшее напряжение получено при отношении длин дислокационных сегментов *PO:OQ* составляющем от 4:6 до 6:4. Наименьшее напряжение, когда оба сегмента и реагирующей дислокаций *QE* и дислокации леса *NE* являются длинными и составляют 90% длины от исходных сегментов.

ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ ДЕФОРМАЦИИ НА ОПТИМАЛЬНЫЙ СКОРОСТНОЙ ИНТЕРВАЛ ПРОЯВЛЕНИЯ СВЕРХПЛАСТИЧНОСТИ В ТИТАНОВОМ СПЛАВЕ ВТ8М

Ахунова А. Х.

Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа
Akhunova@imsp.da.ru

Один из наиболее эффективных способов пластического формоизменения металлов – деформирование в сверхпластичном состоянии в условиях горячей, теплой и иногда и холодной деформации [1].

Эффект сверхпластичности проявляется в высокой деформационной способности материала при пониженном сопротивлении деформации. Можно считать, что практически все материалы в определенных условиях могут быть сверхпластичными [2]. Для одних материалов сверхпластичность характерна в достаточно широких областях деформирования, для других – в узкой области. Одним из основных факторов, влияющих на протекание процесса сверхпластичности, является температура.

Реология сверхпластического течения определяется функциональными связями между напряжением течения σ, скоростью ξ и величиной деформации ε. Наиболее часто исследование реологии СП течения проводится для установившегося режима течения, при котором величина действующих напряжений в испытаниях с постоянной скоростью деформации перестает зависеть от степени деформации. В этом случае реология СП течения полностью определяются кривой сверхпластичности $\log \sigma - \log \xi$ в виде *S*-образных кривых, отражающих колоколообразную форму зависимости коэффициента скоростной чувствительности материала $m = \partial \log \sigma \; \partial \log \xi$. Положение точки перегиба *S*-образной кривой соответствует максимуму на кривой $m - \log \xi$.

В данной работе представлено исследование влияния скорости деформации на точку перегиба сигмоидальной кривой сверхпластичности промышленного двухфазного (α+β)-титанового сплава ВТ8М (Ti–5,5Al–4,0Mo–0,2Si) в состоянии поставки (горячекатаный пруток с глобулярной структурой).

Механические испытания цилиндрических образцов (с диаметром рабочей части и длиной 5,0 мм) выполняли одноосным растяжением в изотермических условиях на установке INSTRON (модель 1885).

Были проведены испытания со скачкообразным изменением скорости деформирования ($10^{-4} \div 10^{-2}$ $с^{-1}$) и диапазоне температур 800…925°С (рис. 1).

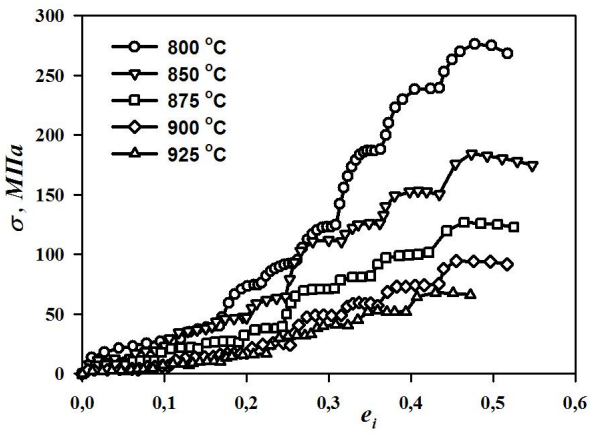
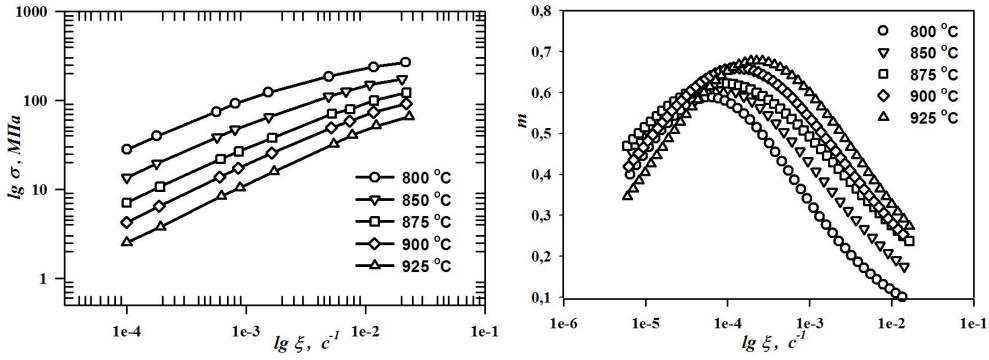


Рис. 1. Зависимость «напряжение течения – степень деформации»

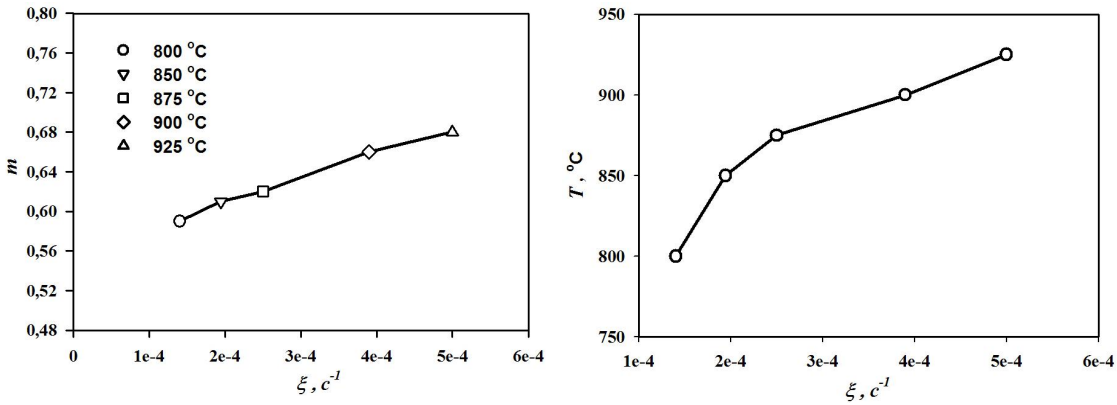
Исходные данные перестраивали в сигмоидальные кривые $\log \sigma - \log \xi$ (рис. 2*а*), после дифференцирования которых получили кривые $m - \log \xi$ (рис. 2*б*).



а *б*

Рис. 2. Логарифмические зависимости напряжения течения σ и коэффициента m от скорости деформации ξ

Из рисунков видно, что куполообразная форма кривых $m - \log \xi$ присуща всем температурам. Высокие значения m наблюдаются в интервале скоростей деформации $\xi = 10^{-4} \div 10^{-3}$ с$^{-1}$, при увеличении или уменьшении значений ξ, величина m уменьшается.



а *б*

Рис. 3. Зависимости коэффициента m и скорости деформации ξ от температуры деформации

На рис. 3*а* приведены зависимости m от оптимальной скорости сверхпластической деформации для всех температур. При увеличении оптимальной скорости деформации следует монотонное увеличение m.

С повышением температуры наблюдается увеличение значений оптимальной скорости сверхпластической деформации (рис. 3б).

По приведенным данным видно, что максимальное значение m соответствует температуре 925°С и скорости деформации $5{,}0 \cdot 10^{-4}$ с$^{-1}$.

Таким образом, следует, что при растяжении ВТ8М наиболее ярко эффект сверхпластичности наблюдается при температуре 925°С и скорости деформации $\xi = 5{,}0 \cdot 10^{-4}$ с$^{-1}$.

Список литературы

1. Смирнов О. М. Обработка металлов давлением в состоянии сверхпластичности. – М.: Машиностроение, 1979.
2. Кайбышев О. А. Пластичность и сверхпластичность металлов. – М.: Металлургия, 1975.

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ДОЛГОВЕЧНОСТИ ОТВЕТСТВЕННЫХ ИНЖЕНЕРНЫХ ОБЪЕКТОВ НА БАЗЕ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕСОВ ДЕГРАДАЦИИ МАТЕРИАЛОВ

Митенков Ф. М., Кайдалов В. Б., Коротких Ю. Г., Панов В. А., Пахомов В. А.

ФГУП «ОКБМ им. И.И. Африкантова»,
kocay@okbm.nnov.ru

Актуальной задачей современного машиностроения является оценка выработанного и прогноз остаточного ресурса конструктивных узлов ответственных инженерных объектов (ЯЭУ, хранилищ химических продуктов, магистральных газо- и нефтепроводов и т.д.) на всех жизненных циклах их существования, начиная от проектирования, изготовления и монтажа, и кончая продлением назначенного ресурса. Данная задача особенно важна для таких ответственных и технически сложных объектов как ЯЭУ, срок жизни которых составляет десятки лет. Оборудование и системы ЯЭУ эксплуатируются в сложных нестационарных условиях нагружения, их разрушение может привести к тяжелым экологическим и экономическим последствиям. Вследствие этого актуальными являются разработка, обоснование и усовершенствование методов оценки надежности и безопасности оборудования и систем ЯЭУ, выработанного и прогноза остаточного ресурса ее ответственных конструктивных элементов, что составляет основу для создания системы эксплуатационного мониторинга ресурса объекта, разработки единых базовых положений по системам защиты, диагностики и прогнозирования деградационных процессов в конструктивных элементах оборудования и систем ЯЭУ в процессе эксплуатации.

В докладе излагается комплексный подход к оценке надежности, безопасности и ресурса ответственных конструктивных узлов ЯЭУ, который, в зависимости от типа конструктивного узла, его роли в обеспечении общей безопасности и надежности установки, имеющейся информации о фактической истории его эксплуатации и техническом состоянии на данный момент, возможности контроля состояния материала опасных зон в процессе эксплуатации физическими методами, позволяет с необходимой точностью контролировать процесс приближения предельного состояния данного конструктивного узла (выработки физического ресурса), обоснованно назначать сроки контроля технического состояния материала в опасных зонах и принимать решение о продлении ресурса данного узла на следующий временной интервал.

Под механизмами деградации материала обычно понимают процессы накопления в нем различных типов повреждений, развивающихся на микро- и мезоуровнях вследствие эксплуатационных термомеханических нагрузок, воздействий агрессивных сред и физических полей различной природы. Накапливающиеся в процессе эксплуатации повреждения приводят к постепенному ухудшению физико-механических характеристик конструкционного материала и деградации параметров предельных состояний конструктивных узлов. Процессы накопления повреждений могут развиваться по различным механизмам (усталость, нестационарная ползучесть, коррозия, развитие усталостных трещин, радиационные повреждения и т.д.), которые в зависимости от эксплуатационных условий могут проявляться либо одновременно, либо последовательно.

В большинстве случаев предельное состояние характеризуется мерой, отличной от той, которую можно непосредственно контролировать в процессе эксплуатации. В этом случае темпы приближения к предельному состоянию можно выявить лишь за счет возможных связей, существующих между этими мерами. Предельное

состояние объекта по условиям прочности для различных по своей природе механизмов деградации материала характеризуется единым признаком – величиной остаточной прочности. Момент ее снижения до минимально допустимого уровня следует считать моментом исчерпания ресурса по тем или иным деградационным механизмам.

Особенностью развития процессов накопления повреждений является их локальный характер в течение практически всего времени исчерпания долговечности. Понятие «повреждение объекта» или «повреждение конструктивного элемента» фактически означает повреждение их опасных зон. Поэтому конструктивные элементы, с точки зрения поврежденности, следует рассматривать как совокупность их опасных зон; скорости развития процессов накопления повреждений по различным деградационным механизмам и ресурсные характеристики в которых могут реально сильно отличаться вследствие различия эксплуатационных условий в этих зонах.

Точный количественный учет всех факторов, влияющих на долговечность конкретного объекта, практически невозможен. Это обстоятельство приводит к необходимости периодического уточнения параметров состояния объекта на данный момент наработки (мониторинга объекта) и разработки различных систем оперативного диагностирования состояния объекта в процессе эксплуатации соответствующими методами на базе соответствующих диагностических моделей. В связи с конструктивной сложностью диагностируемых объектов типа ЯЭУ, каждая диагностическая модель направлена на определенные классы объектов и определенные процессы. Диагностическая модель может строиться на основе статистической обработки информации о входных и выходных параметрах или на основе физических процессов, связывающих входные и выходные параметры. В зависимости от применяемого математического аппарата классификация методов прогнозирования изменения состояния объекта чрезвычайно обширна. Выбор математического аппарата определяется главным образом постановкой задачи и видом математической модели прогнозируемого процесса.

Методы, основанные на математическом моделировании физических процессов деградации материала в опасных зонах, позволяют проводить анализ и прогнозирование накопления повреждений в любой опасной зоне объекта в зависимости от исходного состояния материала и конкретных условий эксплуатации в данной зоне. Точность метода сильно зависит от адекватности применяемых моделей фактическому процессу деградации материала и возможности регистрации реальной истории эксплуатации объекта (фактической модели эксплуатации). Метод требует периодической корректировки получаемых теоретических оценок с помощью различных систем фактического контроля поврежденности в различные контрольные моменты эксплуатации объекта. Наиболее перспективным является применение метода математического моделирования процессов накопления повреждений в сочетании с системами регистрации фактических параметров процесса накопления повреждений для коррекции теоретических оценок степени поврежденности материала. Такое сочетание методов, оформленное в виде некоторой системы оценки выработанного и прогноза остаточного ресурса, позволяет в процессе эксплуатации объекта оперативно отвечать на вопросы, где и когда при известном начальном состоянии материала и известной истории эксплуатации объекта возможно макроскопическое нарушение сплошности материала (образование макроскопической трещины) и как этот дефект будет развиваться в дальнейшем по планируемой модели эксплуатации объекта.

Самой простой наглядной физической мерой поврежденности материала ω является относительная объемная доля дефектов в эталонном элементарном объеме материала:

$$\omega = \frac{V}{V_f}\ ;\ \Delta\omega = \frac{\Delta V}{V_f}\ ;\ \omega = \sum \Delta\omega\ ;\ 0 \le \omega \le \omega_f \le 1\ , \qquad (1)$$

где V – текущая объемная доля дефектов, V_f – критическая объемная доля, соответствующая образованию в данном объеме материала макроскопической трещины (полной потере несущей способности материала в данном элементарном объеме). Текущая объемная доля дефектов V достаточно хорошо контролируется новыми физическими методами неразрушающего контроля – многофункциональной спектрально-акустической системой “Астрон” и методом вдавливания индентора.

Показано, что процесс накопления усталостных повреждений до образования макроскопической трещины состоит из двух стадий:

– стадии зарождения и роста пор, при которой поры не взаимодействуют друг с другом, влияние поврежденности на физико-механические характеристики материалов отсутствует; продолжительность фазы характеризуется количеством циклов N_a;

– стадии развития поврежденности путем слияния образовавшихся микропор в микроскопические трещины, при которой наблюдается прогрессирующее влияние поврежденности на физико-механические характеристики материалов; продолжительность стадии характеризуется количеством циклов ($N_f - N_a$).

Общую структуру эволюционного уравнения накопления усталостных повреждений в элементарном объеме материала можно представить в виде:

$$d\omega = f_1(\theta) \cdot f_2(\beta) \cdot f_3(\omega) \cdot f_4(z) < \Delta z >,\ \omega = \int d\omega, \qquad (2)$$

где функции f_i описывают: $f_1(\theta)$ – влияние кривизны траектории деформирования; $f_2(\beta)$ – влияние вида (“жесткости”) напряженного состояния; $f_3(\omega)$ – влияние накопленной поврежденности; $f_4(z)$ – влияние накопленной на второй стадии относительной энергии W_p, затраченной на образование дефектов:

$$z = \frac{W_p - W_a}{W_f - W_a}, \qquad (3)$$

W_p – текущее значение энергии; W_a – значение этой энергии, соответствующее окончанию первой стадии процесса накопления повреждений (при симметричном циклическом деформировании – количеству циклов N_a).

Уравнение (2) интегрируется совместно с уравнениями термопластичности вдоль траектории деформирования. Влияние многоосности и непропорциональности нагружения учитывается этими уравнениями при вычислении энергии W_p.

Одно из простейших конкретных представлений уравнения (2) при упругопластическом деформировании имеет вид:

$$d\omega = \psi \frac{(\alpha+1)}{(r+1)} f(\beta) z^{\alpha} (1-\omega)^{-r} dz \qquad (4)$$

или

$$\Delta\omega = \psi \frac{(\alpha+1)}{(r+1)} f(\beta) z^{\alpha} (1-\omega)^{-r} < \Delta z >,\ \omega = \sum \omega, \qquad (5)$$

$$\psi = [\cos\theta - (1-\cos\theta)b];\ 1 \le b \le 10,\ \cos\theta = \frac{e'_{ij}\Delta e'_{ij}}{(e'_{ij}e'_{ij})^{1/2}(\Delta e'_{ij}\Delta e'_{ij})^{1/2}}, \qquad (6)$$

$$f(\beta) = [1 + k\beta^2]^a, \tag{7}$$

где α, r, b, k, a – экспериментально определяемые параметры материала; e'_{ij}, $\Delta e'_{ij}$ – девиаторные компоненты и приращения девиаторных компонент тензора полных деформаций;

$$W_p = \sum \Delta W_p . \tag{8}$$

Интеграл уравнения (4) вдоль траектории деформирования имеет вид:

$$\omega = 1 - \left\{1 - (\alpha + 1)\int_0^z \psi f(\beta) z^\alpha dz\right\}^{1/r+1} \tag{9}$$

или

$$\omega = 1 - \left\{1 - (\alpha + 1)\sum_1^n \psi_j f_j(\beta_j) z_j^\alpha \Delta z_j\right\}^{1/r+1}, \tag{10}$$

где суммирование проводится по этапам нагружения ($j = 1,..,n$).

Вводя новую переменную:

$$y = Az, \tag{11}$$

где $A = \left\{\dfrac{(\alpha + 1)\int_0^z \psi f(\beta) z^\alpha dz}{z^{(\alpha+1)}}\right\}^{1/\alpha+1}$ или $A = \left\{\dfrac{(\alpha + 1)\sum_1^n \psi_j f_j(\beta_j) z_j^\alpha < \Delta z_j >}{z_j^{(\alpha+1)}}\right\}^{1/\alpha+1}$ (12)

уравнения (9), (10) можно представить в обобщенном виде, справедливом для любого неизотермического процесса накопления усталостных повреждений:

$$\omega = 1 - \left[1 - y^{\alpha+1}\right]^{1/r+1}. \tag{13}$$

Для пропорциональных процессов (траектории деформирования близки к прямым, $f_k(\beta_k) = const$, $\cos\theta = 1$) имеем:

$$A = f(\beta);\ y = f(\beta) z\ ;\ y_f = f(\beta). \tag{14}$$

При чистом кручении ($f(\beta) = 1$) $y = z$.

При регулярном циклическом нагружении уравнение (13) принимает вид:

$$\omega = 1 - \left[1 - \left(\frac{N}{N_f}\right)^{\alpha+1}\right]^{1/r+1}, \tag{15}$$

которое при $\alpha = 0$, $r = 0$ соответствует правилу линейного суммирования повреждений.

Параметр *A* является обобщенной относительной энергетической характеристикой данного процесса накопления повреждений и показывает, во сколько раз темп накопления повреждений этого процесса отличается от темпа накопления повреждений при чистом кручении. Процессы с равными значениями $y(W_p)$ эквивалентны, а кривая $\omega(y)$ является обобщенной кривой для данного материала и может быть построена по результатам испытаний лабораторных образцов на одноосное растяжение-сжатие. Параметр “y” является относительным “внутренним временем” данного процесса, в котором измеряется физическая наработка материала рассматриваемого элементарного объема. Эта наработка может быть переведена в обычную

наработку в часах или (для регулярных процессов) в циклах. Текущее положение точки на кривой $\omega(y)$ определяет физический выработанный и остаточный ресурс данного объема материала.

В докладе приводятся результаты моделирования различных процессов деформирования и накопления усталостных повреждений в конструкционных материалах.

УДК 539.3

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ОЦЕНКИ ДИНАМИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТИ И ВЗРЫВОСТОЙКОСТИ АРМИРОВАННОЙ КИРПИЧНОЙ КЛАДКИ

Гордиенко А. В., Дудник А. В., Кибец А. И., Кибец Ю. И., Крушка Л.*

НИИМ Нижегородского университета,
kibec@dk.mech.unn.ru
**Военно-техническая академия, Варшава, Польша*
l_kruszka@fortbema.net

Рассматривается трехмерная задача нестационарного деформирования и разрушения кирпичной кладки, армированной стержнями, при воздействии ударных и импульсных нагрузок. Определяющая система уравнений динамики конструкции формулируется в переменных Лагранжа. Для описания анизотропии механических свойств применяется структурно-феноменологическая модель, позволяющая представить исходный конструктивно-ортотропный материал в виде комплекса совместно работающих материалов: основного (кирпичной кладки), рассматриваемого с позиций механики сплошной среды, и волокон, ориентированных вдоль направления анизотропии исходного материала.

Кирпичная кладка моделируется как континуальная разномодульная среда, свойства которой зависят от вида напряженно-деформированного состояния (НДС) и текущего уровня поврежденности материала. Вид НДС характеризуется параметром P, определяемым с помощью текущих значений главных напряжений $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$:

$$P = (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) / \sqrt{3(\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2)} \,. \qquad (1)$$

Влияние поврежденности на процесс деформирования учитывается с помощью скалярной функции целостности ω [1,2], представляющий собой меру уменьшения эффективных площадок действия напряжений по отношению к их начальному неповрежденному значению. Изменение меры поврежденности $\Delta\omega$ описывается уравнениями кинетического типа:

$$\Delta\omega = \begin{cases} 0 & \text{при } \sigma_1 < \sigma^R,\ \sigma_3 > \sigma^S \\ C\dfrac{1-\omega}{\sigma_1}(\sigma_1 - \sigma^R) & \text{при } \sigma_1 > \sigma^R \\ C\dfrac{1-\omega}{\sigma_3}(\sigma_3 - \sigma^S) & \text{при } \sigma_3 < \sigma^S \end{cases} \qquad (2)$$

где $\sigma_{1,}$, σ_3 – текущие значения первого и третьего главных напряжений, ω – накопленное значение меры поврежденности, C – константа, используемая для регуляризации описания процесса развития повреждений; σ^R , σ^S – разрушающие значения главных напряжений при растяжении и сжатии. Величина σ^R , σ^S зависит от вида НДС и определяется данными о пределах прочности материала при одноосном растяжении и сжатии.

Наряду с эффективными напряжениями σ_{ij}, действующими на поврежденных площадках, вводятся приведенные σ^*_{ij}, статически эквивалентные σ_{ij}, но отнесенные к неповрежденным площадкам. Первые фигурируют при определении состояния материала в точке тела [2], вторые используются при формулировке уравнений движения конструкции.

Уравнения движения конструкции выводятся из вариационного принципа Журдена:

$$\int_{\Omega}\left[\sigma^{*b}_{ij}\delta\dot{\varepsilon}^{b}_{ij}(1-\alpha)+\sigma^{a}_{ij}\delta\dot{\varepsilon}^{a}_{ij}\alpha\right]dV+\int_{\Omega}\rho\ddot{U}_i\delta\dot{U}_i dV=\int_{\Gamma_p}P_i\delta\dot{U}_i d\gamma+\int_{\Gamma_q}P^q_i\delta\dot{U}_i d\gamma,\quad (i,j=\overline{1,3}) \qquad (3)$$

В (3) $\dot{\varepsilon}_{ij}$ – компоненты тензора скоростей деформаций, U_i – перемещения в общей системе координат X, p^q_i – контактное давление, p_i – распределенная нагрузка, Ω – область, занимаемая конструкцией, Γ_q – поверхность контакта, Γ_p – зона действия внешнего давления, точка над символом означает частную производную по времени t, по повторяющимся индексам ведется суммирование; символами b , a помечены компоненты тензоров в кирпичной кладке и в армирующих элементах; α – интенсивность армирования (содержание арматуры); ρ – плотность армированной кладки:

$$\rho=\rho^b(1-\alpha)+\rho^a\alpha$$

Предполагается, что армирующие стержни воспринимают лишь осевые усилия растяжения-сжатия и деформируются совместно с основным материалом. Деформации и напряжения для армирующего слоя определяются в сопутствующем базисе, отслеживающем движение элементарного объема как жесткого целого.

Решение задачи при заданных начальных и краевых условиях основано на методе конечных элементов. Интегрирование по времени осуществляется по явной конечно-разностной схеме типа ″ крест ″ [3]. Кирпичная кладка разбивается с помощью шестигранных 8-узловых изопараметрических конечных элементов. Для аппроксимации скорости перемещений внутри конечного элемента применяются полилинейные функции формы. Аппроксимация скорости деформаций и напряжений в конечных элементах массивных тел и оболочек приведена в [3].

Для моделирования арматуры развиты два подхода: дискретный и континуальный. Для учета дискретного расположения подкрепляющих стержней применяется конечный элемент, описывающий взаимодействие сплошной среды и арматуры [4]. Армирующие стержни разбиваются на отрезки прямых, положение в пространстве которых определяется координатами точек пересечения стержней с гранями конечных элементов основного материала [4]. Проскальзывание между арматурой и связующим материалом не рассматривается. Деформации и напряжения в стержне аппроксимируются в локальной системе координат, отслеживающей вращение его оси. Перерезывающими силами, крутящим и изгибающими моментами в стержнях пренебрегаем. Напряжения в стержне заменяются статически эквивалентными силами узлов конечного элемента кирпичной кладки, которые проецируются в общую сис-

тему координат и суммируются с узловыми силами от напряжений в кирпичной кладке и внешней нагрузки. Результирующие узловые силы подставляются в дискретный аналог уравнения движения конечно-элементной сетки расчетной области, который интегрируется по явной конечно-разностной схеме.

В континуальном подходе выделяется слой кирпичной кладки, в котором матрица коэффициентов упругости основного материала модифицируется с учетом влияния анизотропии. В данном случае эта матрица будет представлять собой матрицу коэффициентов упругости кирпичной кладки с дополнительным слагаемым, учитывающим влияние жесткости арматуры в направлении анизотропии. Локальный базис $\{x\}$ в этом элементе вводится следующим образом. Оси x_1 , x_2 ориентированы вдоль направления армирования, а третья ось ортогональна x_1 , x_2. Входящие в уравнения состояния константы берутся из анализа динамических диаграмм, полученных из натурного эксперимента или численного решения задачи деформирования образцов с выделением и дискретизацией армирующих стержней

Изложенная выше конечно-элементная методика решения трехмерных нелинейных задач динамической прочности армированной кирпичной кладки, реализована в рамках вычислительной системы «Динамика-3» [5]. Решен ряд тестовых примеров. Для сравнения использовались результаты натурных экспериментов и решения задач по конечно-элементной методике с выделением и дискретизацией армирующих стержней. В частности, рассмотрена задача о разрушении блока кирпичной кладки при взрыве заряда ВВ типа ТГ 50/50 цилиндрической формы, расположенного на расстоянии от стенки. Сопоставление результатов расчетов и экспериментов подтвердили работоспособность структурно-феноменологической модели армированной кирпичной кладки.

Работа выполнена при частичном финансировании Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 08-08-00560-а).

Список литературы

1. Качанов Л.М. Основы теории разрушения. М.: Наука, 1974.
2. Баженов, В.Г. Применение метода конечных элементов для решения трехмерных задач деформирования и разрушения кирпичной кладки при взрывном нагружении/Баженов В.Г., Гордиенко А.В., Кибец А.И., Торопов В.В. //Вестник ННГУ. Серия Механика. 2004г Вып. 1(6). С.124-130.
3. Баженов, В.Г. Численное моделирование нестационарных процессов ударного взаимодействия деформируемых элементов конструкций/Баженов В.Г., Кибец А.И., Цветкова И.Н // Проблемы машиностроения и надежности машин.1995. № 2. С.20-26.
4. Дудник, А.В. Конечно-элементная методика решения трехмерной нестационарной задачи динамики дискретно армированных конструкций/Дудник А.В., Кибец А.И., Кибец Ю.И. //Проблемы прочности и пластичности: Межвуз. сб. /Н.Новгород: Изд-во ННГУ. – 2003 – Вып.65. – С.97-101.
5. Сертификат соответствия Госстандарта России № РОСС RU.ME.20.Н00338.

ВЛИЯНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ ЛЕСА НА ДИНАМИКУ ДИСЛОКАЦИОННЫХ ПАР НА СТАДИИ ЛЕГКОГО СКОЛЬЖЕНИЯ

Малашенко В. В.

Донецкий физико-технический институт им. А.А.Галкина НАН Украины
Донецкий государственный технический университет
malashenko@kinetic.ac.donetsk.ua

Наличие небольших групп и стенок дислокаций весьма характерно для структуры, образующейся в ходе легкого скольжения, особенно при больших деформациях или при локальном действии изгибающих моментов, когда возникает высокая плотность дислокаций, преимущественно, одного знака. Неподвижные дислокации, закрепленные различными дефектами реальных кристаллов, взаимодействуя с движущимися дислокациями, могут оказывать существенное влияние на процессы деформационного упрочнения и пластической деформации, поэтому исследованию этого вопроса посвящено значительное количество как экспериментальных, так и теоретических работ [1,2]. В большинстве теоретических работ методами машинного моделирования исследовалось движение одиночной пробной дислокации через лес гибких либо жестких параллельных дислокаций леса, пересекающих плоскость скольжения пробной дислокации, причем задача решалась в квазистатическом приближении (малые скорости движения дислокаций). В работе [3] теоретически исследовалось движение одиночной винтовой дислокации через систему параллельных ей винтовых дислокаций с высокой скоростью, т.е. при внешних напряжениях $s > s_i = (mb/2p)n^{1/2}$, где m – модуль сдвига, n – плотность закрепленных дислокаций. При таких скоростях движение дислокации лимитируется динамическими механизмами торможения. Раскачивание сегментов дислокаций леса движущейся дислокацией приводило к необратимым потерям ее кинетической энергии, именно в этом и заключался исследованный в работе [3] механизм торможения. Результаты этой работы были использованы в обзоре [4]. Применительно к эксперименту, данная работа обсуждалась авторами работ [5] .

Как известно, краевые дислокации, расположенные в параллельных плоскостях скольжения, способны образовывать устойчивые конфигурации, выстраиваясь одна над другой [6]. Этот процесс является основой полигонизации, в результате которой в кристаллах возникают дислокационные стенки. Под действием внешних напряжений такие образования могут перемещаться по кристаллу. В работах [7,8] анализировалось движение пары краевых дислокаций в параллельных плоскостях скольжения кристалла, содержащего хаотически распределенные точечные дефекты. Диссипация энергии происходила благодаря переходу кинетической энергии дислокации в энергию колебания элементов дислокации относительно ее центра масс. В настоящей работе исследуется движение пары краевых дислокаций, скользящих в параллельных плоскостях через систему краевых дислокаций параллельных данной паре. Образование подвижных пар краевых дислокаций особенно интенсивно происходит на стадии легкого скольжения. Пара дислокаций представляет собой линейный гармонический осциллятор, колебания которого могут быть возбуждены благодаря взаимодействию с неподвижными дислокациями. Механизм диссипации заключается в необратимом переходе кинетической энергии движущихся дислокаций в энергию их колебаний относительно центра масс дислокационной пары. Ранее такой механизм не предлагался и не анализировался.

Пусть две бесконечные краевые дислокации под действием постоянного внешнего напряжения s_0 движутся в параллельных плоскостях: одна – в плоскости *XOZ*

(т.е. $y = 0$), а вторая – в плоскости $y = a$, где a – расстояние между плоскостями скольжения. Линии дислокаций параллельны оси *OZ*, их векторы Бюргерса имеют координаты $(b, 0, 0)$, т.е. параллельны оси *OX,* в положительном направлении которой центр масс данной дислокационной пары движется с постоянной скоростью v. Линии неподвижных краевых дислокаций в настоящей работе считаются жесткими, они также параллельны оси OZ, их векторы Бюргерса для простоты будем считать такими же, как и векторы скользящих дислокаций. Взаимодействие движущихся дислокаций с неподвижными приводит к тому, что подвижные дислокации начинают совершать колебания в своих плоскостях скольжения относительно плоскости $x = vt$ перпендикулярной этим плоскостям. Положение дислокаций определяется функциями

$$X_1(y = 0; t) = vt + w_1(y = 0; t), \quad X_2(y = a; t) = vt + w_2(y = a; t), \tag{1}$$

где $w_1(y = 0, z, t)$, $w_2(y = a, z, t)$ – случайные величины, среднее значение которых по ансамблю дислокаций равно нулю. Движение каждой дислокации задается уравнением

$$m\frac{\partial X_K^2}{\partial t^2} = b\left[s_0 + s_{xy}^K(vt + w_K; z)\right] + F_{dis} - B\frac{\partial X_K}{\partial t} \tag{2}$$

Здесь $K = 1, 2$ – номер движущейся дислокации, m – масса единицы ее длины (для простоты считаем массы дислокаций одинаковыми), B – константа демпфирования, обусловленная фононными, магнонными, электронными либо иными механизмами диссипации, характеризующимися линейной зависимостью силы торможения дислокации от скорости ее скольжения, c – скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле, s_{xy}^K – компонента тензора напряжений, создаваемых неподвижными дислокациями на линии K-й движущейся дислокации, $s_{xy}^K = \sum_{i=1}^{N} s_{xy,i}^K$, N – число неподвижных дислокаций в кристалле. F_{dis} – сила взаимодействия дислокаций между собой, которая согласно [6], определяется формулой

$$F_{dis} = b^2 M\frac{x(x^2 - y^2)}{r^4} \approx -\frac{b^2 Mw}{a^2}, \qquad M = \frac{m}{2p(1-g)}, \tag{3}$$

где g – коэффициент Пуассона. Здесь учтено, что $w << a$ (приближение малых колебаний) и $r \approx a$. Две краевые дислокации, расположенные в параллельных плоскостях скольжения одна над другой, представляют линейный гармонический осциллятор. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим эти дислокации в системе, связанной с их центром масс, и запишем для них уравнение движения

$$m\ddot{w}_K = -\frac{b^2 M}{a^2}w_K; \qquad \ddot{w}_K + w_0^2 w_K = 0; \quad w_0^2 = \frac{b^2 M}{a^2 m} = \frac{2c^2}{a^2\ln(D/L)} \approx \frac{c^2}{a^2}, \tag{4}$$

где L – длина дислокации, D – величина порядка размеров кристалла. Влиянием вязкого торможения, создаваемого фононной подсистемой, на затухание дислокационных колебаний можно пренебречь при выполнении условия

$$\frac{mb}{2p(1-g)}\left(\frac{b}{a}\right)^2 \;?\; Bv \tag{5}$$

Для значений $m = 3\cdot 10^{10}\,\mathrm{N\cdot m^{-2}}$, $b \approx 3\cdot 10^{-10}$ m, $v \approx 10^{-2}c \approx 30\,\mathrm{m\cdot s^{-1}}$, $a \approx 10b$ получим, что это условие выполняется для $B \le 10^{-4}\,\mathrm{Pa\cdot s}$, т.е. практически при любых значениях константы демпфирования.

Воспользовавшись методами, развитыми ранее в работах [7–10], получим выражение для силы торможения каждой из дислокаций в виде

$$F = b < \frac{\partial s_{xy}}{\partial X} w > = \frac{nb^2}{8p^2 m} \int dp_x dp_y \, |p_x| \left| s_{xy}(p) \right|^2 d(p_x^2 v^2 - w_0^2). \qquad (6)$$

Символ <…> означает усреднение по случайному расположению неподвижных дислокаций в кристалле, n – плотность неподвижных дислокаций, $d(p_x^2 v^2 - w_0^2)$ – это d -функция Дирака, отражающая исследуемый механизм диссипации – переход кинетической энергии поступательного движения дислокации в энергию колебаний с частотой w_0. Далее $s_{xy}(p)$ – Фурье-образ тензора напряжений, создаваемых неподвижной дислокацией.

После выполнения преобразований получим выражение для силы динамического торможения движущейся дислокации системой неподвижных дислокаций в следующем виде

$$F = \frac{p\, nb^4 m^2}{8 m w_0 (1-g)^2 v} \approx nb^2 m a \frac{c}{v}. \qquad (9)$$

Таким образом, сила торможения дислокации, обусловленная рассматриваемым механизмом, обратно пропорциональна скорости дислокационного скольжения, т.е. такая сила не может обеспечить динамическую устойчивость дислокационного движения – оно может быть устойчивым лишь при наличии квазивязких сил, например, фононного или магнонного происхождения. Наличие силы (9) приводит к появлению критической скорости, ниже которой стационарное движение дислокации невозможно. Величина этой скорости определяется из условия $F = Bv$ и равна

$$v_c = \frac{mb^2}{1-g} \sqrt{\frac{p\, n}{8 m w_0 B}} \; . \qquad (10)$$

Выполним численные оценки силы торможения скользящей дислокации неподвижными дислокациями. Возьмем типичные для металлов значения $m = 3 \cdot 10^{10} \text{Н} \cdot \text{м}^{-2}$, $b \approx 3 \cdot 10^{-10}$ м. Тогда для значений $n \approx 10^{12} \text{м}^{-2}$, $v \approx 10^{-2} c \approx 30 \text{м/с}$, $a \approx 10b \approx 3 \cdot 10^{-9}$ м получим значение силы торможения $F \approx 10^{-4} \text{Н/м}$. Эта сила торможения сравнивается по порядку величины с квазивязкой силой фононного происхождения при значениях константы демпфирования $B \approx 10^{-5} \text{Па} \cdot \text{с}$. Для значения $a \approx 100b \approx 3 \cdot 10^{-8}$м получим соответственно $F \approx 10^{-3} \text{Н/м}$ и $B \approx 10^{-4} \text{Па} \cdot \text{с}$.

Предложенный механизм торможения может оказывать существенное влияние на характер пластической деформации на стадии легкого скольжения.

Список литературы

1. Логинов Б.М., Проскурин А.Н., Вершинин Е.В.// ФТТ. 2002. Т. 44. С. 1799.
2. Шпейзман В.В., Николаев В.И., Смирнов Б.И., Лебедев А.Б.,
3. Ветров В.В., Пульнев С.А., Копылов В.И.// ФТТ. 1998. Т. 40. С.2621.
4. Нацик В.Д., Миненко Е.В.// ФТТ. 1970. Т. 12. С. 2099.
5. Альшиц В.И., Инденбом В.Л.// УФН. 1975. Т. 115. С.1.
6. Гектина И.В., Лаврентьев Ф.Ф., Старцев В.И. // ФММ. 1974. Т.37. С.1275.
7. Косевич А.М. Дислокации в теории упругости. Киев: Наук. думка, 1978. 220 с.
8. Малашенко В.В.// ЖТФ. 2006. Т. **76.** С.127.
9. Малашенко В.В.// ФТТ. 2006. Т. 48. С.433.
10. Малашенко В.В.// ФММ. 2005. Т. 100. С. 103.
11. Malashenko V.V., Sobolev V.L., Khudik B.I.// Phys. Stat. Sol. (b). 1987. V. 143. P. 425.

ФОРМИРОВАНИЕ ДИССИПАТИВНОЙ СТРУКТУРЫ СПЛАВОВ С ВЫСОКОЙ КОНТАКТНОЙ ПРОЧНОСТЬЮ

Филиппов М. А., Гервасьев М. А., Худорожкова Ю. В., Коробов Ю. С., Шумяков В. И.

Уральский государственный технический университет-УПИ, г. Екатеринбург, Россия,
mvd@mtf.ustu.ru

В качестве материалов, наиболее эффективно сопротивляющихся кавитационному изнашиванию, рассматриваются метастабильные аустенитные стали (МАС) на основе марганцевого (хромомарганцевого) аустенита с низкой энергией дефектов упаковки [1]. Представления об использовании метастабильной структуры для повышения служебных свойств были развиты впоследствии в работах многих исследователей, показавших всеобщность явления структурной приспособляемости материалов, самоорганизации структуры как реакции, направленной на уменьшение интенсивности повреждающих факторов внешнего воздействия. В соответствии с принципом Богачёва–Минца, материалы, стойкие в различных условиях механического изнашивания (абразивного, ударно-абразивного, гидро- и газоабразивного, эрозионного, кавитационного и др.), должны обладать структурой метастабильного аустенита, отвечающей принципам синергетического подхода к неравновесным системам [2]. Рассеяние подводимой к рабочей поверхности энергии при внешнем воздействии наиболее эффективно производится микрогетерогенной структурой с метастабильным аустенитом, превращающемся в дисперсный мартенсит в процессе эксплуатации. Самоорганизация структуры, обусловленная релаксационными процессами при образовании мартенсита, формирование высокого уровня деформационного упрочнения поверхностного слоя и сжимающих напряжений обеспечивают высокую стойкость при контактном воздействии на поверхность.

Концентрация углерода и легирующих элементов в метастабильном аустените должна соответствовать характеру и интенсивности контактных нагрузок, чтобы обеспечить необходимую кинетику деформационного мартенситного превращения (ДМП) и свойства аустенитно-мартенситной структуры. Классическим примером метастабильной аустенитной стали (МАС) служит кавитационно-стойкая сталь 30Х10Г10. Эта сталь, имея на порядок более высокую, чем сталь 110Г13 кавитационную стойкость, уступает последней по абразивной износостойкости вследствие невысокого содержания углерода в мартенсите деформации, что не обеспечивает достаточно высокого уровня упрочнения рабочей поверхности, несмотря на активную кинетику ДМП [3].

Достижение необходимой концентрации углерода в остаточном метастабильном аустените легированных конструкционных и инструментальных сталей осуществляется посредством высокотемпературной закалки, что можно проиллюстрировать на примере валковой стали 65Х5СМФ. Повышение температуры аустенитизации стали 65Х5СМФ увеличивает степень растворения специальных карбидов и легирования твердого раствора, что приводит к понижению температуры начала мартенситного превращения и, как следствие, – к закономерному увеличению количества остаточного аустенита до 15% при температурах аустенитизации 1050–1150^{0}С (рис. 1).

Из рис. 1 видно также, что при повышении температуры закалки до 1000°С происходит увеличение твердости закалённой стали. Структура стали, закаленной от

температур до 1000°С, представляет собой пакетный мартенсит и нерастворенные карбиды. Установлено, что твердость инструментальных сталей в закаленном состоянии определяется в основном концентрацией растворенного в мартенсите углерода. При этом с увеличением содержания углерода в мартенсите выше 0,5–0,6% кривая HRC = *f*(%C) выходит на постоянный уровень 63–65 HRC. При температурах закалки 1000–1050°С происходит некоторое уменьшение твердости, при дальнейшем повышении температуры закалки до 1150°С твердость и количество остаточного аустенита не изменяются.

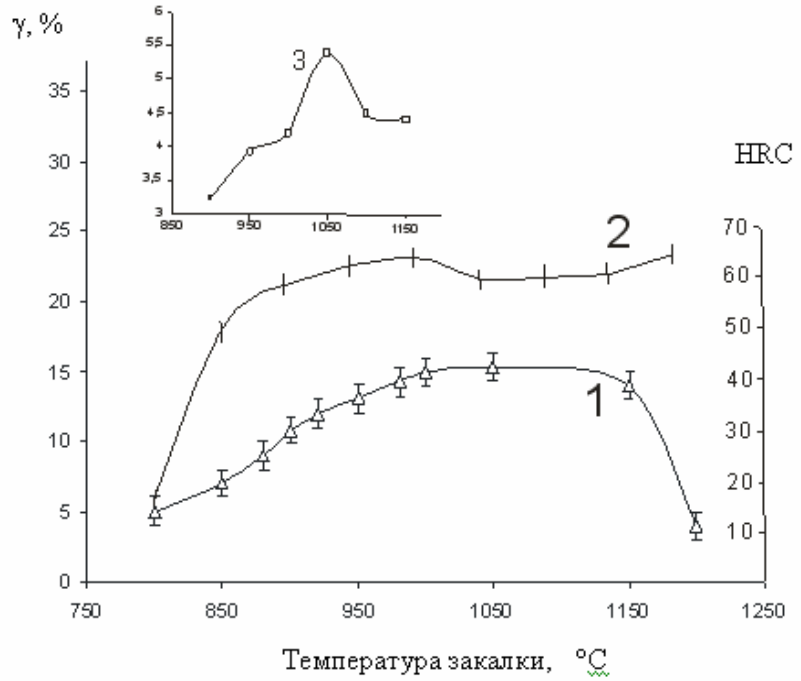


Рис. 1. Зависимость количества остаточного аустенита (1), твёрдости (2) и относительной износостойкости (3) стали 65Х5СМФ от температуры нагрева под закалку

Сравнительные испытания на износостойкость по закрепленному абразиву проводили на образцах сечением 10 х 10 мм на лабораторной установке по методу М.М.Хрущева при давлении 1 МПа [4]. Относительная износостойкость (ε) рассчитывалась как отношение потерь массы исследуемой стали к потерям массы эталона (армко-железо). Фазовый состав перед изнашиванием и на рабочей поверхности образцов после изнашивания определяли методом рентгеноструктурного анализа, упрочнение рабочей поверхности образцов оценивали по приросту микротвёрдости при нагрузке 50 г. Результаты испытаний на абразивную износостойкость, приведены на рис. 1.

Износостойкость стали изменяется по кривой с максимумом при температуре 1050 ^{0}С. Обращает на себя внимание тот факт, что максимальная износостойкость соответствует температуре закалки, на 50 ^{0}С превышающей температуру, при которой твёрдость наибольшая (1000^{0}С). Такое влияние температуры нагрева под закалку на износостойкость подтверждает положительную роль некоторого количества остаточного аустенита определённого состава и стабильности в обеспечении высокой износостойкости.

Известно, что метастабильный остаточный аустенит, превращаясь в мартенсит деформации в процессе изнашивания, вносит вклад в упрочнение рабочей поверхности (табл. 1) и повышает износостойкость стали. Большую роль в способности аустенита к фрикционному упрочнению играет количество аустенита, его химический состав по углероду и кинетика деформационного превращения. Недостаточная (ме-

нее 0,5 %) концентрация углерода в аустените и небольшое его количество даже при активной кинетике превращения в мартенсит в процессе изнашивания не обеспечивает достаточно высокого уровня упрочнения рабочей поверхности в стали 65Х5МФС, что видно по величине эффективной микротвердости поверхности ($H_{эф.}$), которая складывается из исходной микротвердости (H_0) и прироста микротвердости (ΔH) на поверхности изнашивания: $H_{эф} = H_0 + \Delta H$ [5]. Поэтому для этой стали требуется высокотемпературная закалка с целью получить углеродистый остаточный аустенит с большей способностью к упрочнению.

Снижение износостойкости стали 65Х5СМФ при более высоких температурах закалки обусловлено повышением стабильности остаточного аустенита и, как следствие, уровня эффективной микротвердости поверхности ($H_{эф.}$).

Таблица 1. **Эффективная микротвердость поверхности ($H_{эф.}$) стали 65Х5СМФ, закалённой от различных температур**

Температура, ^{0}С	900	950	1000	1050	1100	1150
H_{50}, МПа	10250	10800	12400	12500	11200	11000

Принцип метастабильности аустенита Богачёва–Минца в обеспечении контактной прочности имеет универсальный характер и применим не только к сталям, но к чугунам, наплавочным сплавам с карбидным (карбоборидным) упрочнением и напылённым покрытиям, например, состава 150Х8Т2Р. В последних случаях речь идёт о получении определённого химического и фазового состава металлической основы с преимущественно метастабильным хромистым аустенитом, содержащим 0,6–0,7% С. Износостойкость определяется не столько их исходной твердостью, сколько уровнем эффективной прочности поверхностного слоя, который достигается у данных материалов в процессе абразивного изнашивания.

Рентгеноструктурный анализ с поверхности напылённого покрытия порошковой проволокой сплава типа 150Х8Т2, который при наплавке показал высокую износостойкость при абразивном изнашивании [6], нанесённого тонкими слоями до общей толщины покрытия 1,0–1,3 мм на основание из малоуглеродистой стали, показал, что фазовый состав поверхности представляет собой совокупность металлической основы, первичных карбидов титана (TiC), карбидов хрома, а также оксидных фаз. Структура металлической основы представляет собой мартенсит и остаточный аустенит, количество которого составляет около 50%.

Покрытия были подвергнуты сорокакратному обкатыванию металлическим шариком диаметром 10 мм из стали ШХ15 при скорости движения 0,158 м/сек. Нормальная нагрузка, действующая на образец, 1 МПа. После обкатывания на рабочей поверхности количество остаточного аустенита уменьшилось до 20%, а мартенсита соответственно возросло, что указывает на метастабильность аустенита и его способность к мартенситному $\gamma \rightarrow \alpha$ превращению при рабочем нагружении. Замеры показали увеличение микротвердости поверхностного слоя в среднем на 20 % в сравнении с исходным состоянием. В процессе контактного нагружения при обкатывании метастабильный остаточный аустенит в покрытии претерпевает мартенситное превращение, повышающее релаксационную способность структуры и увеличивающее её способность к деформационному упрочнению.

Таким образом, в соответствии с принципом метастабильности аустенита в обеспечении контактной прочности, применительно к сталям, наплавленным сплавам или напылённым покрытиям износостойкость определяется не столько их исходной твердостью, сколько уровнем эффективной прочности поверхностного слоя,

который достигается у данных материалов в процессе контактного нагружения. Он зависит от исходной твёрдости материалов и прироста твёрдости их активных слоев за счет наклепа и мартенситных превращений, происходящих в зоне фрикционного контакта. Активизация деформационного упрочнения поверхностного слоя металла при трении за счет образования углеродистого мартенсита деформации является важным фактором повышения эффективной прочности, и соответственно, износостойкости сплавов.

Список литературы

1. Богачёв И.Н. Кавитационное разрушение и кавитационно-стойкие стали. М.: Металлургия, 1972. 189 с.
1. Счастливцев В.М., Филиппов М.А. Роль принципа метастабильности аустенита
2. Богачёва-Минца при выборе износостойких материалов. Металловедение и термическая обработка металлов. 2004. № 1. С. 6-9.
3. Филиппов М.А., Рудаков А.А. Роль метастабильного аустенита в обеспечении износостойкости и усталостной прочности металлических материалов. Развитие идей академика В.Д.Садовского. Екатеринбург, 2008. С. 311-329.
4. Филиппов М.А., Лхагвадорж П., Плотников Г.Н. Структурные факторы повышения износостойкости белого хромистого чугуна. Металловедение и термическая обработка металлов. 2000. № 11. С. 10-13.
5. Коршунов Л.Г. Изнашивание металлов при трении // Металловедение и термическая обработка стали / Под ред. М.Л.Бернштейна и А.Г.Рахштадта. М.: Металлургия. 1991. Т.1, кн.2. С. 387-413.
6. Филиппов М.А., Кулишенко Б.А., Вальков Е.В. Износостойкость наплавочного сплава с метастабильным аустенитом. Металловедение и термическая обработка металлов. 2005. № 1. С. 9-11.

ИЗМЕНЕНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ И МЕХАНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК В УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТОМ АЛЮМИНИЕВОМ СПЛАВЕ 1421 ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Кикин П. Ю., Землякова Н. В.

Нф ИМАШ РАН, Нижний Новгород
eerusin@mail.ru

Рассматриваются изменения структурных и механических характеристик алюминиевого ультрамелкозернистого (УМЗ) сплава 1421(размер зерна ~ 1,2мкм) при воздействии на него лазерного импульсного излучения при плотностях энергии, не вызывающих плавления материала и плотности энергии излучения, при которых происходит плавление материала.

Изменения структурных и механических характеристик сравнивались с аналогичными параметрами в крупнокристаллическом сплаве (КК) сплаве 1421.

Показано, что при облучении лазерным излучением УМЗ сплава 1421 без оплавления поверхности уменьшается микротвёрдость без изменения размера зерна. То же самое наблюдается и у КК образца.

Результаты исследований, полученные при облучении образцов с энергией лазерного излучения, вызывающей расплавление сплава, показали, что в УМЗ структуре возникают две характерные области зоны плавления и зона термического влия-

ния. В сплаве с КК структурой после лазерного воздействия наблюдается только зона оплавления.

Зоны оплавления характеризуются наличием пор и трещин, причём в УМЗ сплаве их больше в 1,5–2 раза, чем в КК сплаве. Зона термического влияния в УМЗ структуре состоит из вытянутых зёрен, ориентированных по направлению термического влияния.

Рассматриваются механизмы, ответственные за различие изменений микроструктуры и микротвёрдости в УМЗ и КК сплаве 1421.

ВРЕМЕННОЙ СДВИГ ТОЧЕК ПЛАВЛЕНИЯ И ИСПАРЕНИЯ В УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТОМ АЛЮМИНИЕВОМ СПЛАВЕ 1420 ПРИ ЛАЗЕРНОМ НАГРЕВЕ

Кикин П. Ю., Пчелинцев А. И., Русин Е. Е.

Нф ИМАШ РАН, Нижний Новгород
eerusin@mail.ru

Рассматривается сдвиг точек плавления и испарения в ультрамелкозернистом (УМЗ) алюминиевом сплаве 1421 (средний размер зерен ~ 1 мкм) при лазерном нагреве по сравнению с тем же сплавом в крупнокристаллическом (КК) состоянии (средний размер зерен ~ 20 мкм). Времена начала процессов плавления τ_1 и испарения τ_2 определялись оптическим методом по изменению профиля отраженного сигнала излучения лазера от поверхности образца.

Исследования проводились на специализированной установке, основу которой составлял YAG:Nd^{+3} лазер (параметры излучения: длительность импульса τ ~ 7 мс, энергия излучения Е до 15Дж). Регистрация отраженного сигнала осуществлялась фотодатчиком, сигнал с которого поступал на цифровой осциллограф TDS -2004B. Обработка полученных сигналов проводилась на персональном компьютере. Результаты экспериментов показали, что на первом этапе нагрева материала (от 1 до 1,5 мс) с ростом энергии лазерного излучения увеличивается амплитуда отраженного сигнала. При достижении температуры плавления материала происходит резкое уменьшение амплитуды отраженного сигнала, продолжающееся в течение 0,5÷1,6 мс, в зависимости от энергии излучения лазера. Дальнейший рост температуры зоны расплава приводит к испарению материала, который сопровождается выбросом парокапельной фазы и образованием плазменного факела. В результате этого процесса происходит увеличение отраженного сигнала.

Проведенные исследования отраженных сигналов от поверхности алюминиевого сплава сплава 1421 показали, что для начала процессов плавления и испарения в ультрамелкозернистой структуре требуется меньшее время по сравнению с крупнокристаллической структурой при одних и тех же параметрах лазерного воздействия. Так, например, при энергии лазерного излучения E = 8 Дж отношение τ_1(КК)/τ_1(УМЗ) составляет 1,3. При этом же режиме облучения отношение τ_2(КК)/τ_2(УМЗ) равно 1,7. Рассмотрены возможные механизмы объясняющие полученные результаты.

ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИЧЕСКОЙ ПОЛЗУЧЕСТИ ПОЛИМЕРНЫХ НИТЕЙ

Романова А. А., Пестриков В. М.

Санкт-Петербургский государственный университет сервиса и экономики, Санкт-Петербург, Россия
romallaa@yandex.ru

В ряде работ [1–4], посвященных изучению механических свойств ориентированных полимеров в виде синтетических нитей различной гибкости цепей методом свободных продольных колебаний было показано, что для ряда объектов в ограниченном диапазоне нагрузок наблюдается сложная форма колебательного процесса в виде амплитудно-модулированных колебаний (АМК). Детальное исследование этого явления позволило обнаружить, что после появления АМК по мере увеличения приложенного напряжения сначала усиливаются, затем ослабевают и при некотором значении механической нагрузки исчезают. Вне этой зоны нагрузок наблюдаются классические затухающие колебания.

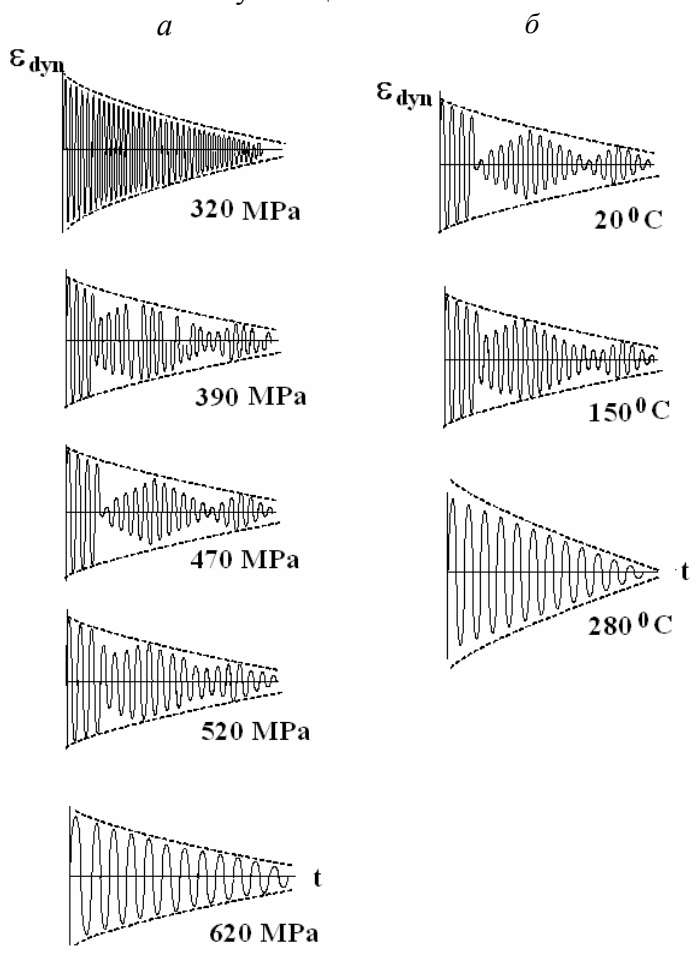


Рис. 1. Появление и исчезновение АМК для синтетической нити СВМ (29,4 текс) в зависимости от приложенного напряжения σ при постоянной температуре T = 293 К (*а*) и исчезновение АМК по мере увеличения температуры T при постоянном напряжении σ = 470 МПа (*б*)

Характер изменения формы колебаний при увеличении приложенного напряжения на примере синтетической нити СВМ линейной плотностью 29,4 текс (1 текс = 1 г/км) показан на рис.1*а*.

АМК устойчиво наблюдаются для комплексных синтетических нитей из ароматического полиамида на основе гетероциклических арамидов СВМ и армос, из ароматического полиамида на основе карбоциклических арамидов терлон, а также у нити на основе ароматических полиэфиров ПЭТФ.

Кроме нагрузки на характер наблюдаемых АМК оказывает влияние также температура. Установлено, что модулированные по амплитуде колебания (АМК) устойчиво исчезают при температурах, близких к температуре стеклования объектов исследования во всем диапазоне напряжений. Исчезновение АМК при увеличении температуры на примере синтетической нити СВМ показано на рис. 1*б*.

АМК не обнаруживаются в изучаемых диапазонах напряжений, температур и частот у ряда синтетических нитей (например, у полипропилена и полиэтилена), которые при комнатной температуре находятся в расстеклованном состоянии.

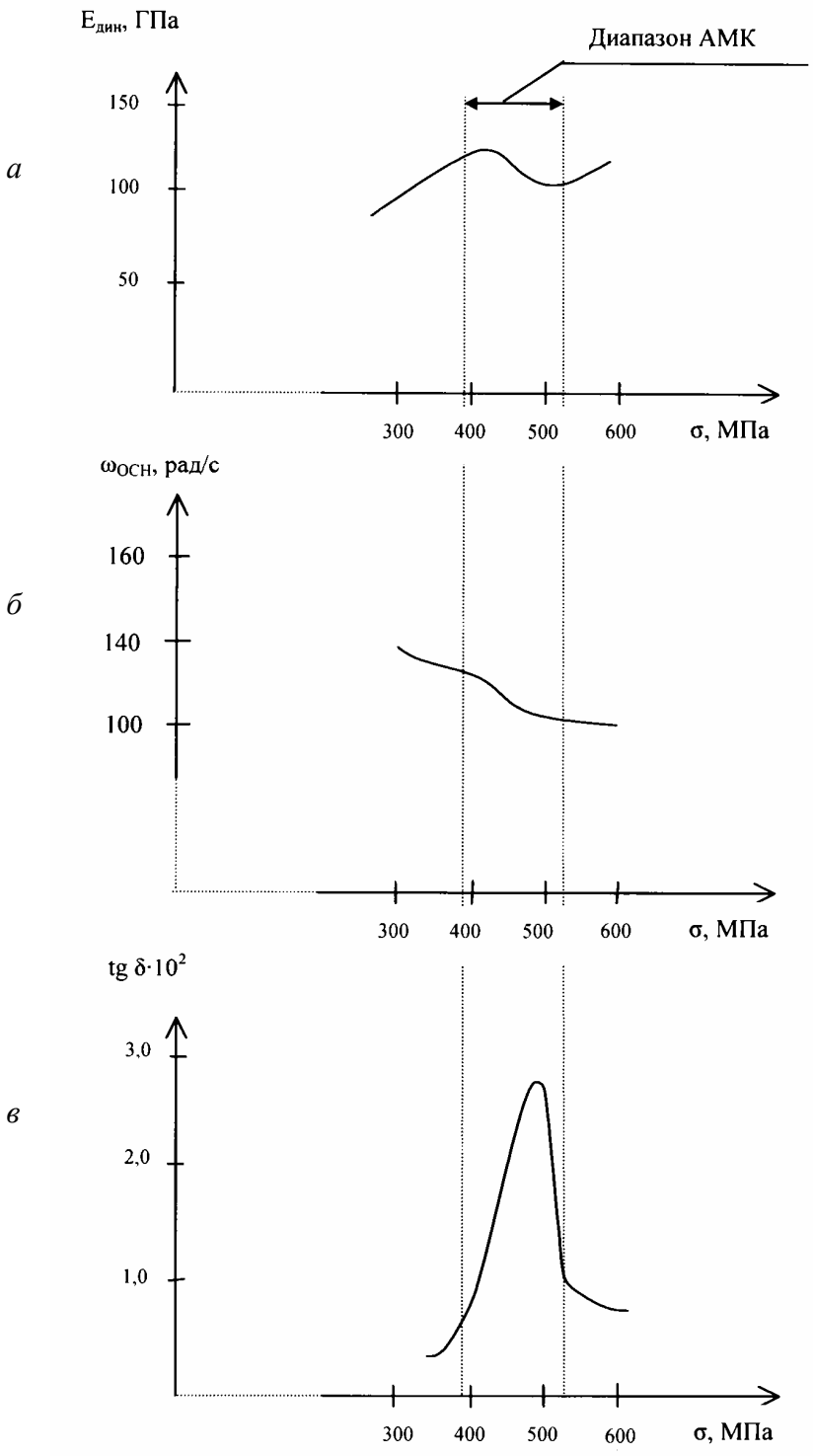


Рис. 2. Зависимость механических характеристик: динамического модуля $E_{дин}$ (*а*), основной частоты колебаний $\omega_{осн}$ (*б*) и тангенса угла механических потерь tg δ (*в*) от напряжения σ для синтетической нити СВМ (29,4текс) при $T = 20^0$C

Наличие АМК у монофиламентных синтетических нитей ПЭТФ подтвердило, что анализируемое явление не связано с комплексным строением изучаемых синтетических нитей. Также было показано, что наблюдаемый эффект не связан с поперечными размерами нитей.

В диапазоне напряжений [3], внутри которого появляются и исчезают АМК, обнаруживается еще ряд характерных особенностей (рис.2).

Как видно из рис.1*а*, по мере увеличения нагрузки частота основных колебаний устойчиво уменьшается. Это означает, что жесткость нити зависит от амплитуды колебаний, которая в рассматриваемом эксперименте уменьшается при увеличении массы груза, подвешенного к нити, и неизменном импульсе извне, выводящем нить с грузом из положения равновесия. Установлено, что в диапазоне напряжений, внутри которого наблюдается изучаемый эффект, скорость изменения частоты с нагрузкой возрастает (рис. 2*б*)

по сравнению с диапазонами нагрузок, внутри которых наблюдаются классические затухающие колебания без модуляций. В этом же диапазоне напряжений тангенс угла механических потерь имеет максимум (рис.2*в*), а динамический модуль упругости имеет N-образный характер, в то время как вне этого диапазона возрастает строго монотонно (рис.2*а*).

Серия контрольных измерений в изменяющихся условиях показала, что возникновение наблюдаемого эффекта не связано с какими-либо инструментальными причинами, а определяется особенностями надмолекулярного строения исследуемых материалов, неоднородных, гетерогенных и анизотропных.

Необходимо отметить, что с точки зрения современных взглядов на кинетику деформационных процессов попытки объяснения данного явления вызывают некоторые трудности. Оно не описывается с помощью классического уравнения затухающих колебаний, которым часто пользуются при описании свободных колебаний синтетических нитей:

$$m\,x'' + \eta\,x' + k\,x = 0\,,$$

где m – масса груза, подвешенного к нити, η – коэффициент вязкости образца, k – коэффициент жесткости образца, x – динамическая составляющая деформации.

Однако если учесть, что коэффициент жесткости нити k не является константой, а зависит не только от амплитуды колебаний, но и от времени, то выявляется возможность параметрического резонанса, что объясняет наблюдаемый эффект с механической точки зрения. Так как при свободных колебаниях изменяется скорость деформирования, то релаксирующий модуль и связанная с ним жесткость образца периодически изменяются.

Со структурной точки зрения объяснением возникновения сложной формы колебательного процесса для изучаемых объектов исследования является то, что в силу указанных особенностей их строения деформационный процесс сопровождается перераспределением нагрузки в молекулярных цепях [5]. Причем, релаксация этих напряжений происходит с существенно отличающейся скоростью. Это обстоятельство и приводит к тому, что сильно нагруженные цепи быстрее релаксируют, чем менее нагруженные, вследствие чего нагрузка перераспределяется. Когда частота указанного перераспределения оказывается близкой к основной частоте колебаний нити, наблюдаются АМК.

Список литературы

1. Романова А.А., Сталевич А.М. //Пробл. прочности матер. и сооруж.: Матер. Всесоюз. науч.- тех. конф.- Л., 1990.-С.43-46
2. Rymkevich P., Romanova A, Gorshkov A., Stalevich A. //Fibre Chemistry. -2005.-№4.- Vol.37. -P.P.289-292.
3. Romanova A, A.Stalevich, P.Rymkevch, A.Gorschkov, B.Ginzburg// J. Macromolecular. Sci., Part B: Physics.-2007.-V.46.-№3.-PP. 467-474.
4. Романова А.А., Пестриков В.М. // Акт.проблемы прочности: Мат-лы 46 Междунар.конф. Ч.2.- Витебск, Беларусь.- 2007.- С.209-212.
5. Горшков А.С., Романова А.А., Рымкевич П.П., Сталевич А.М.// Физико-химия полимеров: Синтез, свойства и применение: Сб. науч. тр. – Тверь: Твер. гос. ун-т, 2003. Вып. 9. – С. 60-64.

УПРОЧНЕНИЕ СВАРНЫХ ШВОВ МЕТОДОМ СВЕРХГЛУБОКОГО ПРОНИКАНИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСТАТОЧНОГО РЕСУРСА РЕЗЕРВУАРОВ

Штеренберг А. М., Лашманова А. А., Лашманов А. М.

Самарский государственный технический университет,
lashmanovam@mail.ru

Экономическое положение России во многом зависит от того, как функционируют нефтетранспортные магистрали экспортного направления. В последние годы ОАО «АК «Транснефть» большие усилия направляет на модернизацию системы трубопроводного транспорта (ТТ), строительство магистралей большой производительности. Необходимым условием работы таких магистралей является наличие резервуарного парка соответствующей вместимости. Реконструкция и увеличение объёма резервуарных парков – важнейшая задача при проведении модернизации и технического перевооружения объектов ТТ.

В мировой практике строительства нефтехранилищ существуют два способа монтажа металлоконструкций резервуаров: полистовой и рулонный. В случае полистовой сборки основные элементы РВС (резервуара вертикального стального): стенка, днище, понтон, плавающее покрытие – собираются и свариваются на месте монтажа автоматической, полуавтоматической и частично ручной дуговой сваркой. В случае изготовления резервуаров рулонным способом элементы изготавливаются на заводе в виде сплошных, сваренных из листов полотнищ, свернутых в рулоны и поставляемых в таком виде на место монтажа, что обеспечивает существенное сокращение сроков строительства и снижение затрат на монтаж.

Технология изготовления резервуаров рулонным методом укрупнёнными блоками впервые была разработана и освоена на Самарском резервуарном заводе (ОАО «Самарский резервуарный завод»). При изготовлении рулонных заготовок, в основном, имеют место дефекты как самих сварных соединений (газовые поры, шлаковые включения, непровары, подрезы, микротрещины), так и дефекты геометрии сварных соединений (угловатость монтажных швов, смещение стыкуемых кромок). Но самым негативным фактором метода рулонирования является сворачивание полотнища стенки (днища, понтона) в рулон, длительное пребывание металла в рулонированном состоянии, а затем разворачивание рулона на месте монтажа. При сворачивании возникают пластические деформации, что особенно нежелательно в зоне сварных соединений листов полотнища, так как металл в этих зонах обладает пониженными вязкостными характеристиками. Кроме того, накопление деформаций сопровождается охрупчиванием не только металла сварного шва, зоны термического влияния, но и основного металла.

Наиболее выгодно строительство РВС больших объёмов, это позволяет уменьшить металлоёмкость и стоимость нефтехранилищ и снизить потери продукта от испарений. При строительстве резервуаров больших объёмов необходимо учитывать большую нагрузку на нижние пояса и на уторный шов, соединяющий листы первого пояса стенки с окрайками днища. Для повышения этих свойств предлагается внедрить в металл сварного шва мелкодисперсные частицы порошка легирующих элементов методом сверхглубокого проникания с помощью энергии взрыва.

Работы по упрочнению металла производятся в следующей последовательности: подготовка оболочки заряда, подготовка к взрывным работам, проведение взрывного эксперимента, заключительные операции.

Подготавливается оболочка (форма) заряда, куда помещается взрывчатое вещество и детонатор. Основные геометрические параметры оболочки под заряд указаны на рис. 1. На оболочку заряда по специальной технологии наносятся мелкодисперсные частицы легирующих элементов. Частицы должны покрывать сектор цилиндрической части формы под заряд. При проведении взрывного эксперимента заряд размещается над упрочняемой поверхностью образца (рис. 2). Расстояние между упрочняемой поверхностью и зарядом – l^* может варьироваться в зависимости от массы и вида взрывчатого вещества. Все взрывные работы выполняются согласно требованиям Единых правил безопасности при ведении взрывных работ и Установленных инструкций.

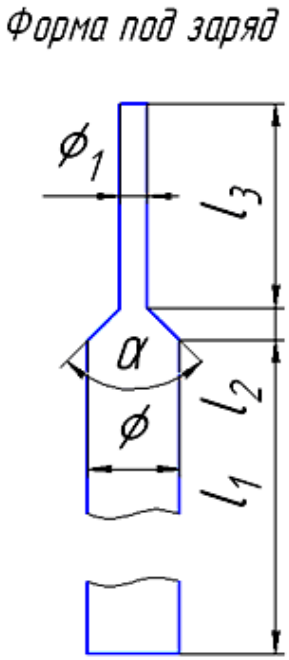


Рис. 1.
Форма под заряд

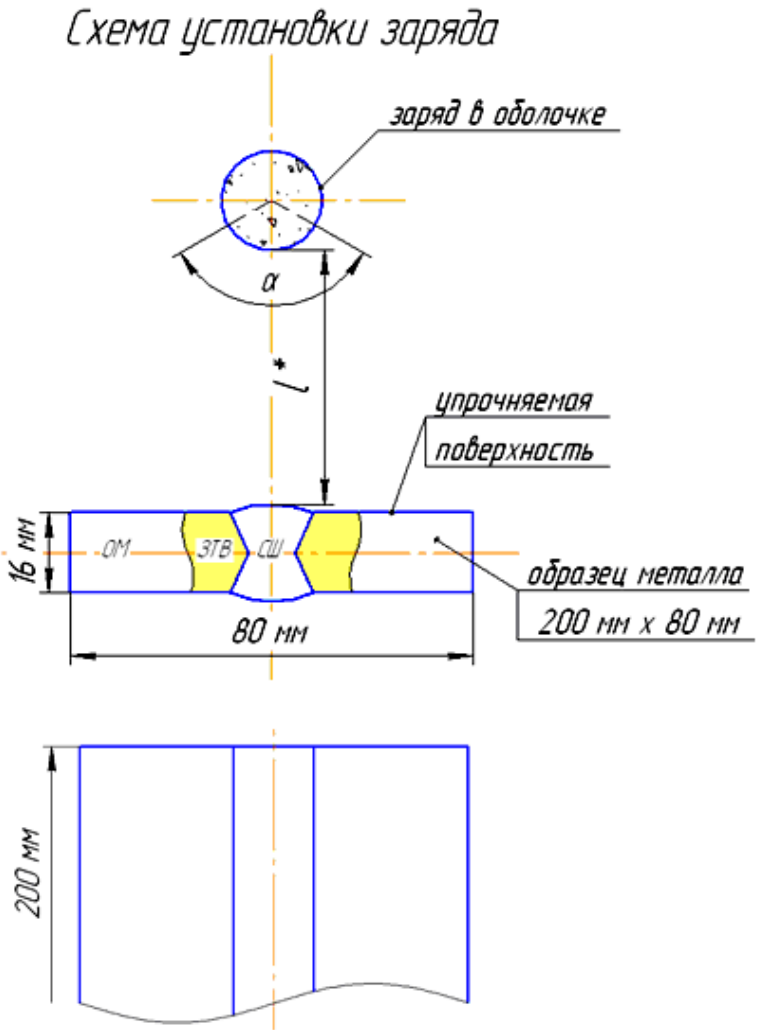


Рис. 2. Схема установки заряда

После проведения взрывной обработки упрочняемой поверхности образца определяются механические свойства и коррозионная стойкость металла упрочнённой поверхности. Эксперимент осуществлялся на сварных швах (выполненных сваркой под флюсом Аи 348) РВС из стали 09Г2С, в результате получено незначительное увеличение предела прочности и предела текучести в пределах ошибки, ударная вязкость возросла на 30% (табл. 1). Характеристики для проката из стали 09Г2С (толщиной от 11 до 20 мм при температуре 20 ^{0}С): $\sigma_В$ = 48 кГ/мм^2, $\sigma_Т$ = 33 кГ/мм^2, $a_Н$ = 6,0 кГ·м/см^2.

Определение остаточного ресурса нефтехранилищ производится путём расчёта циклов слива-налива продукта в резервуар. В формулу определения циклов слива-налива *N* входит модуль Юнга *E*. При этом следует учитывать, что величина *N* будет зависеть от неоднородности механических свойств (в данном случае – модуля упругости) металла. Для этого необходимо определить модуль упругости как основного металла, так и метала сварного шва и зоны термического влияния. Учёт разности наибольшего и наименьшего значений *N* позволит определить срок очередного диагностирования (или ремонта) более корректно. Своевременный ремонт предотвратит разрушение резервуаров по сварным соединениям и другим зонам, имеющим пониженные механические характеристики.

Таблица 1. **Протокол испытаний на ударную вязкость образцов из сварного шва по ГОСТ 9454-78** (толщина листа – 16 мм, материал – сталь 09Г2С, сварка под флюсом АН-348; испытания проводились на маятниковом копре фирмы «Мор и Фезергафф» с энергией удара 30 кГ·м).

№	Размеры поперечного сечения образца, мм	Образец из неупрочнённого шва			Образец из упрочнённого шва		
		Работа разрушения, кГ·м	Ударная вязкость, кГ·м/см^2	Средняя ударная вязкость, кГ·м/см^2	Работа разрушения, кГ·м	Ударная вязкость, кГ·м/см^2	Средняя ударная вязкость, кГ·м/см^2
1	10×8	1,85	2,31	2,47	2,3	2,88	3,19
2	10×8	2,3	2,87		2,4	3,00	
3	10×8	1,8	2,25		2,95	2,95	

Список литературы

1. A.L. Krivchenko, E.V. Petrov, R.G. Kirsanov. Ultra deep penetration of particles upon their collision with an obstacle/ Shock-Assisted Synthesis and Modification of Materials (the materials of the 7th International Symposium on Application of Explosion to Preparation of New Materials held in Moscow, September 11-14, 2006).-Moscow: TORUS PRESS Ltd., 2006.– 176 p.
2. Определение и расчёт параметров детонации зарядов взрывчатых веществ: Метод. указания к лаб. работе / Самарский политехн. ин-т; Составители: А.Л. Кривченко, Г.А. Сорокин, М.Ф. Вологин, К.К. Шведов. Самара, 1991. - 23 с.
3. РД-16.01-60.30.00-КТН-026-1-04. Нормы проектирования стальных вертикальных резервуаров для хранения нефти объемом 1 000 – 50 000 куб.м.
4. ГОСТ 6996-66. Сварные соединения. Методы определения механических свойств.
5. ГОСТ 9454-78*. Металлы. Метод испытания на ударный изгиб при пониженной, комнатной и повышенной температурах.
6. Кушнаренко В.М., Зинченко К.А. Техническое диагностирование объектов нефтедобычи/Под редакцией: Владимирова А.И., Кершенбаума В.Я.: Учебное пособие. - М.: Национальный институт нефти и газа, 2004. - 72 с.

МОДЕЛЬ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ РЕСУРСА ОБОЛОЧЕЧНЫХ КОНСТРУКЦИЙ ПРИ НЕРАВНОМЕРНОМ ИЗНОСЕ ТОЛЩИНЫ СТЕНКИ

Волков В. М., Миронов А. А.

Нижегородский государственный технический университет,
smk@nntu.nnov.ru

1. Постановка задачи

Объектами исследования являются трубопроводы, сосуды и аппараты, работающие под давлением, в процессе эксплуатации которых наблюдается коррозионно-эрозионный износ толщины стенок. Оценка работоспособности и прогнозирование остаточного ресурса таких объектов выполняется по результатам замеров толщин стенок при проведении диагностирования их технического состояния.

В зависимости от неравномерности износа могут реализовываться два основных механизма (модели) вязкого разрушения оболочки. При равномерном износе наблюдается общая потеря устойчивости пластического деформирования оболочки [1]. При неравномерном износе пятнами разрушение происходит в результате местного выпучивания поврежденного участка.

В рамках первой модели разрушения ресурс определяется из условия достижения средним значением глубины износа $\bar{h}(t)$ допускаемого значения $[h]$, определяемого как разность между исходной s_0 и расчетной s_R толщинами стенки оболочки.

В рамках второй модели процесс износа будем характеризовать плотностью вероятности $f(L,\bar{h}_L,t)$, где L – размер пятна с глубиной износа $h>\bar{h}$, $\bar{h}_L$ – средняя глубина износа в пятне.

Введем в рассмотрение функцию надежности, определяющую вероятность неразрушения поврежденной конструкции:

$$R(t)=P\{q_c(t)>q_{0R}\}=\iint\limits_{\{D(t)\}} f(L,\bar{h}_L,t)dLd\bar{h}\,, \qquad (1)$$

где $q_c(t)$ – разрушающее давление для поврежденной оболочки, q_{0R} – разрушающее давление для неповрежденной оболочки с расчетной толщиной стенки s_R, $[D(t)]=D\{[L(t)],[\bar{h}_L(t)]\}$ – область допустимых значений размеров локальных повреждений, граница которой определяется условием $q_c(t)=q_{0R}$. Введение функции надежности в виде (1) определяет понятие повреждения, не оказывающего влияние на расчетную прочность оболочки. В этом случае ресурс конструкции t_γ определяется из решения уравнения $R(t_\gamma)=\gamma$, где γ – заданная вероятность неразрушения.

Для решения задачи в рассмотренной постановке, во-первых, необходимо построение расчетной модели определения разрушающей нагрузки $q_c(t)$ для оболочки с локальным повреждением, позволяющей построить область допустимых значений размеров повреждения $[D(t)]$. Во-вторых, при отсутствии возможности определения плотности вероятности $f(L,\bar{h}_L,t)$, требуется адаптация постановки задачи к реальным условиям и схемам проведения замеров толщин стенок конструкций.

2. Расчетная модель определения разрушающего давления для цилиндрической оболочки с локальным износом толщины стенки

Разрушения трубопроводов и сосудов давления с рассматриваемым повреждением происходят по зоне повреждения.

Для условий мягкого нагружения давлением в качестве предельного состояния в зоне утонения примем наступление неустойчивости пластического деформирования, связанного с локализацией деформаций в шейке. При значении параметра двухосности напряженного состояния 0,5, характерного для сосудов давления и трубопроводов, максимальная величина линейной деформации, соответствующая переходу металла в предельное состояние, равна деформации на пределе прочности ε_b [2].

Максимальная величина деформации в цилиндрической оболочке развивается в окружном направлении и может быть представлена в виде суммы следующих составляющих: деформации, связанной с увеличением радиуса оболочки ε_{10}; дополнительной деформации области утонения из-за увеличения ее податливости $\varepsilon_{1\alpha}$; деформации от местного изгиба зоны утонения $\varepsilon_{1И}$. Использование модели несжимаемого материала, гипотезы Нейбера и модели гибкой нити позволяет получить связь составляющих окружной деформации с величиной внутреннего давления.

Разрушающее давление q_c определяется из условия предельного состояния: $\varepsilon_{1\Sigma}(q_c) = \varepsilon_b$, где $\varepsilon_{1\Sigma}(q_c) = \varepsilon_{10}(q_c) + \varepsilon_{1\alpha}(q_c) + \varepsilon_{1И}(q_c)$.

Экспериментальная проверка построенной модели проведена для участка трубопровода и сосуда давления. Получено различие экспериментальных и расчетных значений разрушающего давления в пределах 5%.

Модель позволяет для заданного значения средней глубины износа в зоне локального повреждения $\bar{h}_L$ методом последовательных приближений определить размер повреждения L, удовлетворяющий условию $q_c = q_{0R}$ и, таким образом, построить границу области допустимых значений размеров локальных повреждений $[D] = D\{[L],[\bar{h}_L]\}$.

3. Прогнозирование ресурса при неравномерном износе толщины стенки

Получение плотности вероятности $f(L,\bar{h}_L,t)$ требует сканирования поверхности оболочки. При обычных методах диагностирования состояния конструкций замеры толщин производят в дискретных точках поверхности. Результатом обработки полученных данных является закон распределения случайной величины глубины износа для момента времени проведения замеров $F(h,t) = P(H < h,t)$ и соответствующая плотность вероятности $f(h,t)$. Внутренние области между точками замеров образуют неконтролируемые зоны. В качестве параметра, характеризующего размер отдельной неконтролируемой зоны, примем площадь круга с диметром L_0, вписанного в область между соседними точками замера.

Введем следующие гипотезы. Процесс износа в неконтролируемых зонах подчиняется закономерностям, выявленным по замерам толщины в дискретных точках поверхности. Точки с глубиной износа $h > \bar{h}$ в неконтролируемой зоне группируются в единую область локального повышенного износа, что соответствует приближению в запас прочности.

В рамках принятых гипотез для отдельной неконтролируемой зоны относительная площадь или доля поверхности с глубиной износа, превышающей значение h, определится зависимостью:

$$\beta(h,t) = 1 - F(h,t). \qquad (2)$$

Средняя глубина износа в области β определяется выражением:

$$\bar{h}_\beta(t) = \frac{\bar{h}(t) - \int_0^h hf(h,t)dh}{1 - F(h,t)}. \qquad (3)$$

Задаваясь значениями глубины износа $h > \bar{h}$ из (2) и (3) получим связь доли поверхности $\beta(t)$ и среднего значения глубины износа на этой доле $\bar{h}_\beta(t)$.

Исчерпание ресурса работы оболочки определится выходом точек зависимости $\beta(\bar{h}_\beta)$ на границу области допустимых значений $[D] = D\{[\beta],[\bar{h}_\beta]\}$, где $\beta = (L/L_0)^2$ – относительная площадь поверхности локального повреждения при его круговой форме аппроксимации (рис 1).

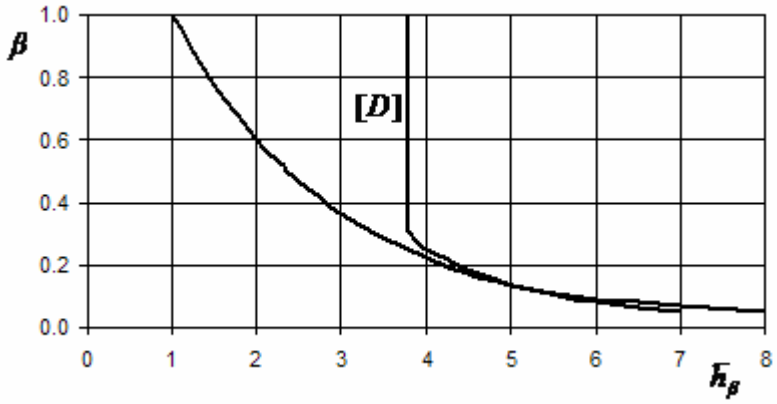


Рис. 1. Выход зависимости $\beta(\bar{h}_\beta)$ на границу области допустимых значений при $\bar{h}$ = 1 мм, $[h]$ = 3,8 мм.

Величина остаточного ресурса работы оболочки будет определяться динамикой изменения во времени параметров распределения $f(h,t)$ и количеством (плотностью) точек замеров толщины на поверхности оболочки. Увеличение плотности точек замеров толщины приводит к уменьшению размера неконтролируемой области L_0, что в свою очередь при фиксированной плотности распределения $f(h,t)$ приводит к уменьшению размера локальной области повышенного износа L.

Предложенный подход к оценке ресурса цилиндрических оболочек при неравномерном износе толщины стенки с одной стороны физически адекватно отражает состояние конструкции с точки зрения ее предельного состояния, а с другой позволяет управлять процессом диагностирования конструкций за счет выбора необходимой плотности точек замера толщины.

Список литературы

1. Куркин С.А. Прочность сварных тонкостенных сосудов, работающих под давлением. – М.: Машиностроение, 1976. – 184 с.
2. Томлёнов, А. Д. Теория пластического деформирования металлов. – М.: Машиностроение, 1972. – 208 с.

АКУСТИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ ПРИ ТЕРМОУПРУГИХ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ В НИКЕЛИДЕ ТИТАНА В УСЛОВИЯХ ФИКСИРОВАНИЯ ДЕФОРМАЦИИ

Плотников В. А., Грязнов А. С.

Алтайский государственный университет, Барнаул
plotnikov@phys.asu.ru

Введение

Восстановление формы в сплавах с эффектом памяти обусловлено действием возвращающей термоупругой силы, возникающей при мартенситном превращении. Если препятствовать возврату формы внешним механическим усилием, то в образце возникают механические напряжения, которые принято называть реактивными. Отсутствие возможности формоизменения в условиях генерации и релаксации реактивных напряжений приводит к структурным изменениям в материале. При генерации реактивные напряжения являются упругими, по достижению напряжения мартенситного сдвига они релаксируют, задавая мартенситную деформацию. При достижении реактивными напряжениями предела текучести материал деформируется пластически. В ходе термоупругих мартенситных превращений в условиях генерирования и релаксации реактивных напряжений наблюдается акустическая эмиссия, исследованию которой посвящена данная работа.

Результаты экспериментов

Эксперименты проводили на образцах из сплава на основе интерметаллического соединения никелид титана с небольшой (около 0,1 ат.%) добавкой молибдена и представляли собой серии циклов при циклическим изменением температуры в интервале температур, содержащем интервал мартенситных превращений. На рис. 1 для схемы эксперимента с фиксированной деформацией при прямом мартенситном превращении представлены зависимости измеряемых величин от времени.

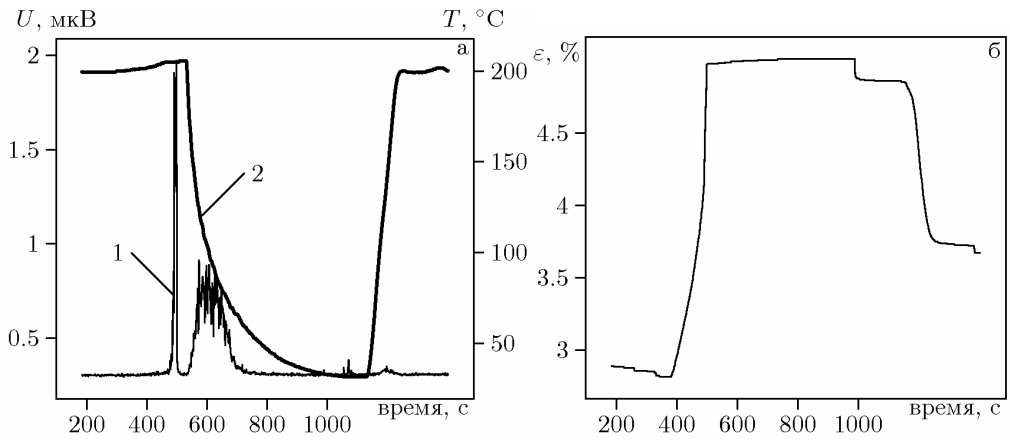


Рис. 1. Зависимости акустической эмиссии (1), температуры (2) и деформации (*б*) от времени цикла в пятом цикле термоупругих мартенситных превращений. Фиксирование деформации только при охлаждении.

Деформация фиксировалась при 200 °C (рис. 1*б*), после чего образец охлаждался до 25°C. При этой температуре фиксация деформации снималась. Как следует из приведенных на рис. 1*а* данных, акустическая эмиссия, регистрируемая в цикле, су-

щественно асимметрична. При охлаждении, то есть при прямом превращении, величина среднеквадратичного напряжения акустической эмиссии велика, при нагреве – близка к уровню фона.

Последующий нагрев до 200 ^{0}C, как показано на рис. 1 *б*, сопровождался лишь частичным возвратом деформации. Величина остаточной деформации составила 3,75 %. Полный возврат мартенситной деформации возможен лишь в эксперименте с последующим нагревом до 600 ^{0}C. Однако и при нагреве до 600 ^{0}C наблюдается также недовозврат деформации. Можно считать, что эта необратимая деформация является результатом пластической релаксации напряжений в цикле мартенситных превращений.

Анализ экспериментальных результатов

Результаты анализа акустической эмиссии при циклировании мартенситных превращений без внешнего механического нагружения приведены на рис.2 в виде зависимости энергии акустической эмиссии от номера цикла.

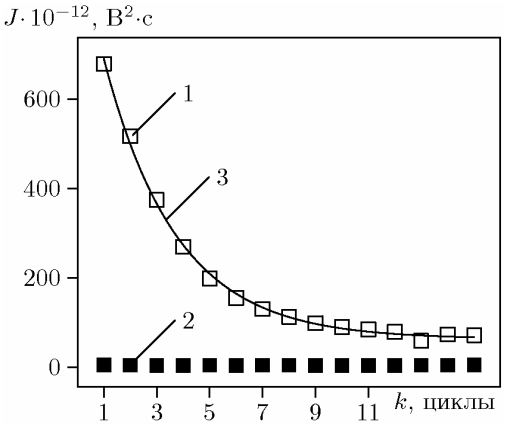


Рис. 2. Зависимость энергетического параметра J от номера цикла k мартенситных превращений в сплаве Ti–49.9%Ni–0.1%Mo, закаленного от 850 °C [2]: 1 – энергия акустической эмиссии при прямом мартенситном превращении, 2 – энергия акустической эмиссии при обратном мартенситном превращении, 3 – аппроксимация зависимости экспоненциальной функцией (2).

Как следует из приведенных на рис. 2 данных, зависимость энергетического параметра J от номера цикла мартенситных превращений с высокой точностью (коэффициент корреляции близок к единице) можно аппроксимировать экспоненциальной функцией типа:

$$J_k = J_n + J_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot k). \qquad (2)$$

Здесь J_n = (63±4) 10^{-12} В^{2}с – энергия насыщения, J_o = (902±17) 10^{-12} В^{2}с – гипотетическая энергия акустической эмиссии некоторого «нулевого» цикла, α = 0.36±0.01 – коэффициент в показателе экспоненты, характеризующий скорость выхода энергии акустической эмиссии на уровень насыщения. Для сплавов на основе никелида титана с эффектом фазового наклепа коэффициент α является мерой упрочнения материала и характеризует сопротивление материала пластической релаксации.

Циклирование мартенситных превращений в условиях защемления деформации при прямом превращении (рис.3) приводит к значительному росту коэффициента α по сравнению с циклированием без внешнего механического воздействия (рис.2). Как показано в табл. 1, в циклах с защемлением деформации наряду с мартенситной ($\varepsilon_м$) деформацией наблюдается большой недовозврат деформации (до 2,56%), что может свидетельствовать о пластической релаксации напряжений, то есть пластической деформации, локализованной в окрестности мартенситного кристалла. Полагаем, что в этих условиях кроме фазового наклепа, являющимся фактором снижения энергии акустической эмиссии при многократном циклиолвании мартенситных превращений, действует еще один фактор.

В этой связи снижение энергии акустической эмиссии в серии циклов с фиксированной деформацией аппроксимировали двойной экспоненциальной зависимостью (3).

$$J_k = J_n + J_1 \cdot \exp(-\alpha_1 \cdot k) + J_2 \cdot \exp(-\alpha_2 \cdot k) \quad (3)$$

В табл. 1, кроме величин деформаций, приведены параметры аппроксимирующей функции.

Таблица 1. **Циклирование мартенситных превращений в условиях защемления деформации в сериях циклов мартенситных превращений**

Серия циклов	$\varepsilon_{фикс}$, %	$\varepsilon_{м}$, %	$\varepsilon_{пл}$, %	α_1	α_2	$J_1\,10^{-12}$, $В^2с$	$J_2\,10^{-12}$, $В^2с$	$J_n\,10^{-12}$, $В^2с$	R^2
2	2.3	1.2	1.1	0.12	2.29	10.19±1.17	552.84±77.59	18	0.999
3	4.0	1.44	2.56	0.32	2.38	5.99±3.43	482.95±113.36	18	0.999

Примечание. Каждая серия циклов, параметры которых приведены в табл. 1, заканчивалась отжигом образца путем нагрева до 600 ^{0}C. Первая серия циклов осуществлена при нулевой деформации.

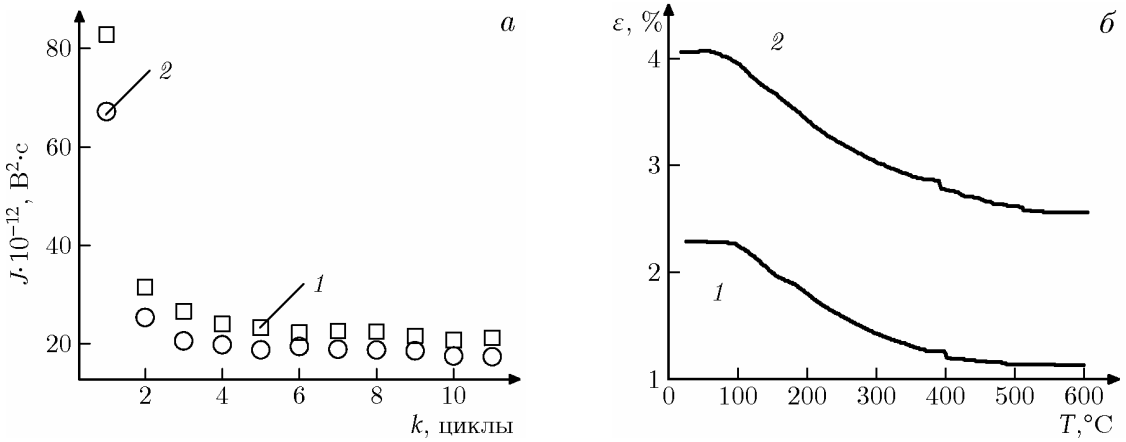


Рис. 3. Энергия акустической эмиссии: *а* – прямого мартенситного превращения при циклировании мартенситных превращений в сплаве Ti–49.9%Ni–0.1%Mo в условиях фиксированной деформации при прямом мартенситном превращении: 1 – деформация 2.3%, 2 – деформация 4%; б – возврат деформаций при нагреве до 600 °C.

Как следует из данных табл. 1, значения коэффициентов α_1 и α_2 существенно (фактически на порядок величины) различаются. Коэффициент α_1, величина которого меньше единицы, очевидно, определяет влияние фактора фазового наклепа, коэффициент α_2, величина которого более двух, определяет действие пока неизвестного фактора. Характерно, что последующий нагрев до 600 ^{0}C (рис. 3*б*) также сопровождается возвратом деформации, причем возврат деформации активно происходил не только до 200 ^{0}C, но в интервале 200–500 ^{0}C. Необратимая (пластическая) деформация после отжига составила 1,1 % для второй серии и 2,56 % для третьей серии циклов (табл. 1). Такое деформационное поведение сплава свидетельствует, что кроме фазового наклепа фактором снижения энергии акустической эмиссии в цикле мартенситных превращений в условиях с фиксированной деформацией является стабилизация мартенситной фазы.

СКАЧКООБРАЗНЫЕ ДЕФОРМАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ И АКУСТИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ ПРИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ДЕФОРМАЦИИ МЕТАЛЛОВ С ГЦК-РЕШЕТКОЙ

Плотников В. А., Макаров С. В.

Алтайский государственный университет, Барнаул
plotnikov@phys.asu.ru

Введение

Эффекты скачкообразной деформации металлических материалов хорошо известны [1,2]. Так, исследования скачкообразной деформации алюминия при низкой (гелиевой) температуре показали, что они обусловлены динамикой взаимосвязанного движения дислокационных скоплений и термостимулированным формированием дислокационных лавин [1]. Скачкообразное пластическое течение разбавленных сплавов при комнатных и более высоких температурах связано с эффектом Портевена–Ле Шателье [2]. Считается, что термомеханическая неустойчивость пластического течения сплавов обусловлена кратковременным когерентным скольжением больших групп дислокаций и пространственной корреляцией деформационных процессов в мезоскопическом масштабе [1, 2]. Здесь понятие «когерентное скольжение» используется в рамках представлений о когерентных кооперативных состояниях вещества [3].

Макроскопические деформационные скачки и аномально высокоамплитудные сигналы акустической эмиссии, обнаруженные при высокотемпературной деформации алюминия [4, 5], не могут, однако, быть понятыми лишь в рамках предложенных в работах [1, 2] объяснениям. Поэтому в данной работе проделаны эксперименты и приведены результаты анализа акустических и деформационных эффектов в алюминии при высоких температурах и трактовка полученных данных.

Методика экспериментов

В экспериментах объектом исследования был выбран алюминий технической чистоты. Эксперименты представляли собой термомеханическое циклирование образцов путем циклического изменения температуры при постоянном механическом напряжении или механического напряжения при постоянной температуре. Циклическое изменение температуры осуществляли в интервале от комнатной и до температуры плавления алюминия, а циклическое изменение механического напряжения осуществляли до величин, включающих предел текучести. В экспериментах регистрировали температуру, величину накопленной деформации, среднеквадратичное напряжение акустической эмиссии, механическое напряжение. Экспериментальная установка описана ранее [4].

Результаты экспериментов и обсуждение

На рис. 1 представлены данные по акустической эмиссии и накоплению деформации при циклическом изменении температуры (нагрев – охлаждение с умеренной скоростью при постоянной нагрузке) в первом цикле. Из приведенных данных следует, что при нагреве монотонному характеру накопления деформации до 0,6–0,7 % соответствует монотонный рост среднеквадратичного напряжения акустической эмиссии. При температурах выше 0,5 T плавления и нагрузке в цикле около 18, МПа монотонный характер накопления деформации величиной около 0,7 % сменяется макроскопическим скачкообразным деформационным актом величиной около 0,5 %

(на рис. 1 приведено 2 деформационных скачка, разделенных небольшим монотонным участком). Такому деформационному скачку соответствует единичный акустический сигнал аномально большой амплитуды. Дальнейшее проведение циклов при возрастании механического напряжения сопровождается макроскопическими деформационными скачками и высокоамплитудной акустической эмиссией, чередующиеся с монотонным накоплением деформации и монотонным ростом среднеквадратичного напряжения акустической эмиссии.

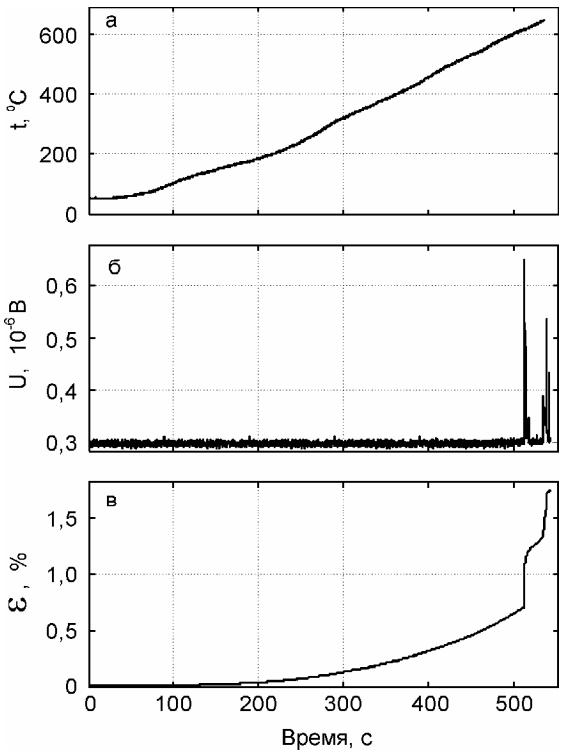


Рис. 1. Монотонный и скачкообразный характер накопления деформации и импульсный характер акустической эмиссии в термомеханических циклах при механическом напряжении около 18 МПа: *а* – зависимость температуры от времени процесса; *б* – зависимость среднеквадратичного напряжения акустической эмиссии от времени нагрева; *в* – зависимость деформации от времени нагрева.

Для анализа выявленных особенностей накопления деформации в термомеханических циклах, представленных на рис. 1, проведем анализ дислокационных процессов, протекающих при высоких (выше 0,5 Tпл) температурах в ходе механического воздействия на металлический образец. Ранее было показано [4], что энергия акустической эмиссии $J = \sum U_i^2 \, \Delta t_i$ в термомеханических циклах пропорциональна приращению деформации, а мощность акустической эмиссии dJ/dt (фактически квадрат амплитуды акустической эмиссии) пропорциональна скорости деформации (в формуле Δt_i – время i-го интервала, в котором измерено U_i).

Скачкообразный характер накопления деформации, приведенный на рис. 1, свидетельствуют о росте корреляции элементарных деформационных актов в мезоскопическом масштабе. Элементарным деформационным актом при высокой температуре является формирование полос деформации, представляющих собой выход на поверхность большого количества дислокаций [6,7]. Более того, согласно данным работы [2], каждый скачок может быть связан с формированием локализованной полосы шириной около 1 мм, а дислокационный ансамбль, формирующий деформационную полосу, может быть представлен как динамическая система, коллективное поведение которой связано с когерентным скольжением больших групп дислокаций

Таким образом, формирование деформационной полосы осуществляется выходом на поверхность когерентного дислокационного ансамбля, представляющего собой систему элементарных излучателей, формирующих акустический сигнал аномально большой амплитуды. При увеличении температуры деформации происходит укрупнение полос деформации [11], что коррелирует с анализируемым (рис. 1) скачкообразным деформационным эффектом. Однако макроскопическая величина деформационного скачка в наших экспериментах свидетельствует, что в этом акте участвует более чем одна деформационная полоса. То есть эффект корреляции в про-

цессе макроскопического скачка должен охватывать систему деформационных полос, а амплитуда акустического сигнала будет выступать в качестве меры корреляции. Действительно, как показано на рис. 2, квадрат амплитуды акустического сигнала пропорционален скорости деформации на скачкообразном участке. С достаточной точностью (коэффициент корреляции около 0,9) зависимость квадрата амплитуды акустического сигнала от скорости деформации может быть аппроксимирована линейной функцией.

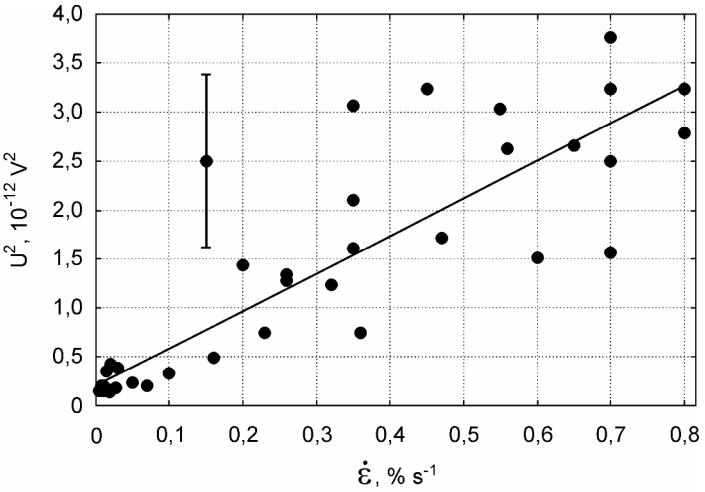


Рис. 2. Зависимость квадрата амплитуды акустического сигнала от скорости деформации на скачкообразном участке. Линейная аппроксимация зависимости осуществлена при коэффициенте корреляции 0,9.

Заключение

Таким образом, экспериментальные результаты свидетельствуют, что при высоких температурах накопление деформации может осуществляться немонотонно и представлять собой разномасштабные (вплоть до макроскопических) деформационные скачки, сопровождаемые акустическими сигналами, амплитуда которых коррелирует со скоростью прироста деформации на немонотонном участке. Из приведенных экспериментальных данных следует, что эффект корреляции может охватывать дислокационный ансамбль в масштабе более, чем одна деформационная полоса.

Список литературы

1. Бобров В.С., Лебедкин М.А. Роль динамических процессов при низкотемпературной скачкообразной деформации алюминия // ФТТ, 1993, т. 35, № 7, с. 1881-1889.
2. Лебедкин М.А., Дунин-Барковский Л.Р. Критическое поведение и механизм корреляции деформационных процессов в условиях неустойчивости пластического течения // ЖЭТФ, 1998, т. 113, № 5, с. 1816-1829.
3. Шелепин Л.А. Когерентная физика и ее приложения. Когерентные кооперативные явления. М.: Наука, 1976, т. 87, с. 3-20.
4. Плотников В.А., Макаров С.В. Акустическая эмиссия и деформационные процессы в алюминии при высоких температурах // Изв. вузов. Физика, 2005, № 11, с. 33-38.
5. Плотников В.А., Макаров С.В. Акустическая эмиссия при высокотемпературной деформации алюминия // Деформация и разрушение материалов, 2005, № 3, с. 27-31.
6. Пуарье Ж.-П. Ползучесть кристаллов. Механизмы деформации металлов, керамики и минералов при высоких температурах. М.: Мир, 1988. 287 с.
7. Розенберг В.М. Ползучесть металлов. М.: Металлургия, 1967. 276 с.

АКУСТИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ И ДЕФОРМАЦИЯ ПРИ ТЕРМОУПРУГИХ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ В НИКЕЛИДЕ ТИТАНА В УСЛОВИЯХ МЕХАНИЧЕСКОГО НАГРУЖЕНИЯ

Плотников В. А., Пачин И. М.

Алтайский государственный университет, Барнаул
plotnikov@phys.asu.ru

Введение

В сплавах на основе интерметаллического соединения никелида титана при термоциклировании в характерном интервале температур протекают прямые и обратные термоупругие мартенситные превращения, которые сопровождаются акустической эмиссией [1].

В зависимости от того, при какой температуре осуществляется механическое нагружение при проведении термоупругого мартенситного превращения в никелиде титана, процесс накопления и возврата деформации может осуществляться двояким образом [2]. Так, при деформировании никелида титана в мартенситном состоянии наблюдается эффект памяти формы, а при деформации в аустенитном состоянии возможно проявление сверхэластичного поведения сплава.

Вместе с тем, проведение циклов мартенситных превращений в условиях механического нагружения сопровождается не только накоплением при прямом превращении и возвратом при обратном превращении мартенситной (неупругой) деформации, но и акустической эмиссией [3, 4]. При этом до сих пор остаются невыясненными некоторые особенности акустической эмиссии в связи с накоплением и возвратом деформации в условиях нагружения никелида титана. Изучение акустической эмиссии в цикле мартенситных превращений в условиях механического нагружения является целью данной работы.

Эксперименты

Эксперименты проводили на образцах из сплава на основе интерметаллического соединения никелид титана с небольшой (около 0,1 ат.%) добавкой молибдена. Они представляли собой серии циклов при циклическим изменением температуры в интервале температур, содержащем интервал мартенситных превращений. На рис. 1 приведены типичные результаты по регистрации температуры, среднеквадратичного напряжения акустической эмиссии и накопления и возврата деформации в цикле мартенситных превращений.

В качестве регистрируемого параметра акустической эмиссии было выбрано среднеквадратичное напряжение $U(t)$, приведенное к входу измерительной системы. Регистрация $U(t)$ позволяет вычислить энергетическую характеристику акустического излучения $J = \sum U^2(t_i)\Delta t$. На рис. 2 показано, что в циклах мартенситных превращениях при нагружении энергия акустической эмиссии ведет себя как функция с максимумом при последовательном возрастании механического напряжения напряжениях, причем максимум приходится на напряжения примерно 150 – 175 МПа.

Многократное циклирование мартенситных превращений в условиях механического напряжения приводит к существенному снижению энергии акустической эмиссии в цикле.

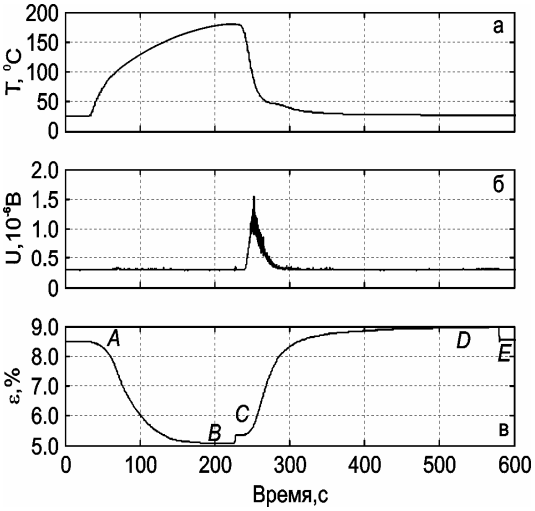


Рис. 1. Акустическая эмиссия и деформация сплава ТН-1В в цикле мартенситного превращения при охлаждении с постоянной нагрузкой 200 МПа: *а* – зависимость температуры от времени; *б* – зависимость среднеквадратичного напряжения акустической эмиссии от времени; *в* – зависимость деформации от времени цикла.

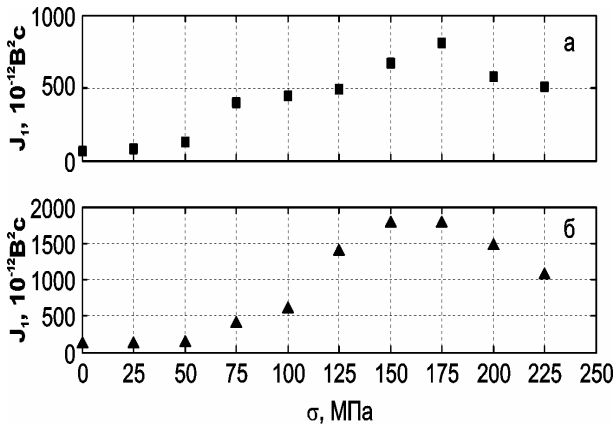


Рис. 2. Зависимость энергии акустической эмиссии первого цикла от величины нагрузки: *а* – нагружение при прямом превращении, *б* – нагружение при прямом и обратном превращении.

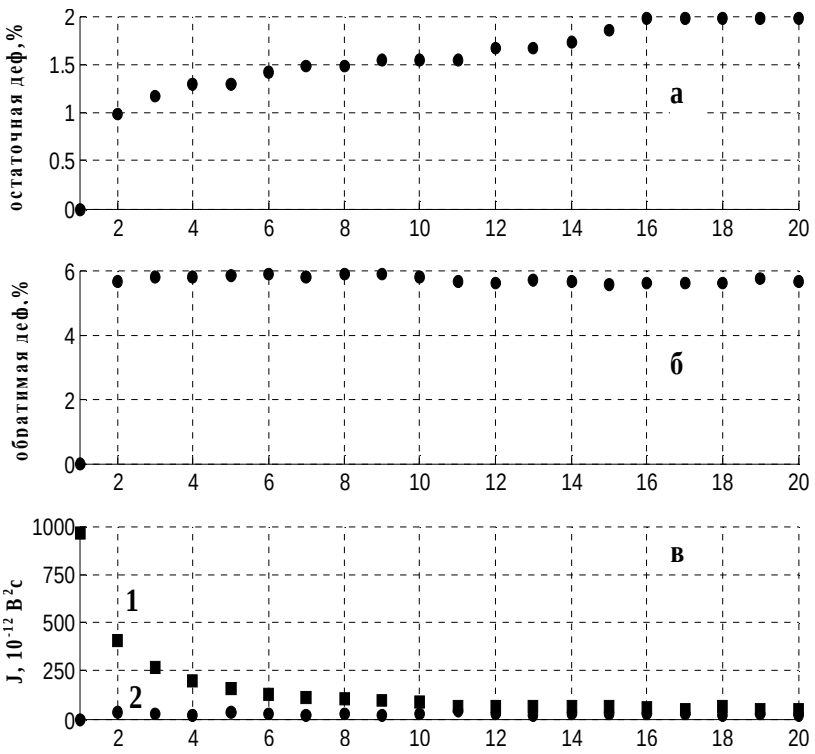


Рис. 3. Зависимость энергии акустической эмиссии и деформации от номера цикла мартенситных превращений в условиях нагружения: *а* – необратимая деформация в циклах; *б* – обратимая деформация в циклах; в – энергия акустической эмиссии при прямом (1) и обратном (2) превращениях.

Как показано на рис. 3, при многократном циклировании мартенсиных превращений зависимость энергии акустической эмиссии от номера цикла может быть аппроксимирована экспоненциальной функцией $J(k)$

$$J_k = J_n + J_0 \exp(-\alpha k)$$

Здесь J_n – энергия насыщения, J_0 – некоторая гипотетическая энергия нулевого цикла, α – коэффициент в показателе экспоненты, характеризующий формально скорость снижения энергии при циклировании мартенситных превращений, k – номер цикла. Параметр α, как показано на рис. 4, является чуствительной к напряжению характеристикой циклирования, причем зависимость коэффициента а от нагрузки является функцией с минимумом независимо от схемы нагружения в цикле.

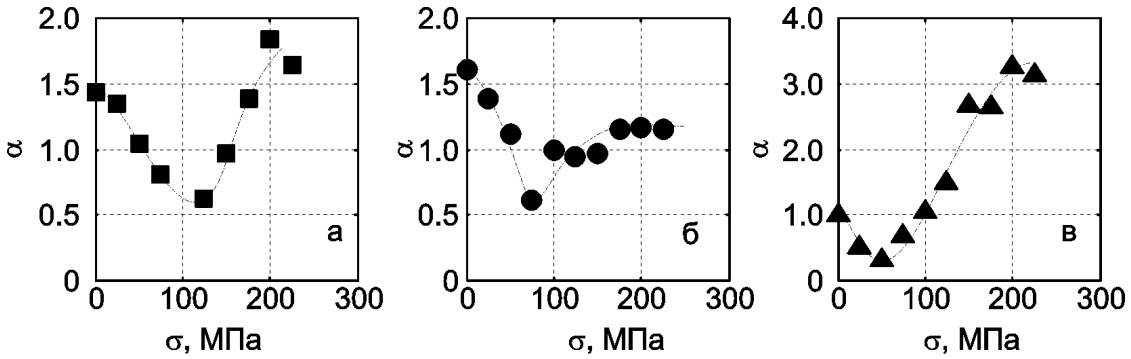


Рис. 4. Зависимость экспоненциального коэффициента α от величины нагрузки в серии циклов мартенситных превращений: *а* – нагружение при прямом превращении; *б* – нагружение при обратном превращении; *в* – нагружение при прямом и обратном превращении.

Такое поведение коэффициента a можно объяснить одновременным действием в ходе мартенситного превращения в условиях механического нагружения нескольких факторов, влияние которых на акустическую эмиссию в зависимости от величины механического напряжения различно. В качестве таких факторов могут выступать пластическая релаксация микронапряжений, упрочнение сплава в ходе термомеханического циклирования, разрушение сверхструктуры B2 и стабилизация мартенситной фазы.

Список литературы

1. Плотников В.А. Накопление и диссипация нехимической энергии при термоупругих мартенситных превращениях // ФММ. 1999. Т.88. № 4. С. 91-100.
2. Хачин В.Н., Пушин В.Г., Кондратьев В.В. Никелид титана. Структура и свойства. М.: Наука, 1992. 161 с.
3. Плотников В.А., Коханенко Д.В. Акустическая эмиссия при мартенситной деформации сплавов на основе никелида титана // ФММ. 2004. Т. 97. № 3. С. 72-79.
4. Плотников В.А., Коханенко Д.В. Акустическая эмиссия при термоупругих мартенситных превращениях под нагрузкой в сплавах на основе никелида титана // ФММ. 2004. Т. 97. № 4. С. 358-365.

УДК. 629.7.015.4

ВОПРОСЫ МНОГОЦИКЛОВОЙ УСТАЛОСТИ ДЛЯ МАТЕРИАЛОВ И ДЕТАЛЕЙ, ПРИМЕНЯЕМЫХ В ГТД

Петухов А. Н.

ФГУП «Центральный институт авиационного моторостроения им. П.И. Баранова», г. Москва, Россия.
petukhov.an@mail.ru

Около 60% прочностных дефектов, возникающих при доводке и в эксплуатации ГТД, связаны с усталостными разрушениями [1–3], вызванными повышенным уровнем вибрационных напряжений. По оценке ВВС США, затраты на устранение дефектов в ГТД составляют сотни миллионов долларов.

К важнейшим требованиям, предъявляемым к прочностным характеристикам конструкционных материалов для основных деталей ГТД, применяемых при проектировании деталей, является обеспечение статистически достоверных характеристик по критериям длительной прочности, циклической долговечности, а также по параметрам кривых многоцикловой усталости МнЦУ, определяемых для $N \geq 5\ 10^7$ циклов.

Методы и виды испытаний конструкционных материалов для получения достоверных характеристик МнЦУ

При формировании заготовок деталей сложной формы, разные зоны заготовок существенно различаются по степени деформации материала (например, ступица, полотно и обод диска), что отражается и на свойствах МнЦУ. Проверка реализуемых в детали свойств материала проводится для наиболее критичных зон детали, где проявляются последствий воздействия на деталь операций повышенного риска и действуют максимальные эксплуатационные нагрузки [3].

Испытания на МнЦУ проводятся в условиях, максимально приближенных к эксплуатационным: по напряжённо–деформированному состоянию и температуре. Кроме того, в качестве объектов испытаний применяются элементы, вырезанные из конструкции, или модельные образцы с сохранением поверхностного слоя детали и критических элементов конструкции, включающие галтели, отверстия и т.п. [1–4]. Вероятность разрушения деталей с учётом всех силовых факторов должна быть ниже $1x10^{-7}$ на час полета и удовлетворять требованиям к безопасности на уровне системы полностью. Дополнительно надёжность полученных характеристик МнЦУ для материала должна подтверждаться стендовыми испытаниями двигателя. Полученные при испытаниях результаты оцениваются с применением методов статистического анализа, а характер и виды разрушений – с использованием металлографических и фрактографических методов исследования.

Обязательным условием при испытаниях является необходимость воспроизведения повреждения материала, которые присущи ему в исходном состоянии при наличии:

- типичных допустимых дефектов, связанных с процессами получения полуфабрикатов (литья, штамповки и т.д.) и свойствами поверхностного слоя, характерного для окончательно готовых деталей;
- дефектов, возникающих в процессе эксплуатации от раздельного или совместного воздействия МнЦУ и МЦУ, фреттинга, фреттинг-усталости, повреждений посторонними предметами и других;

- коррозии и других факторов, вызванных окружающими условиями, воздействие которых приводит к снижению характеристик прочности материала (характеристик МнЦУ, МЦУ, термического и термомеханического нагружения, статической и циклической ползучести, изменения условий работы двигателя и т.п.).

Методы оценки повреждений, допустимых в эксплуатации

Степень повреждения материала, которую необходимо учитывать в процессе проектирования, включает анализ результатов расчетов для всех критических условий (с учётом накопленного опыта проектирования и эксплуатации), которые могут ограничивать долговечность материала детали или привести к условиям, требующим введения периодического контроля или замены детали («на крыле» или при ремонте) через установленные интервалы. Повреждения, накопленные в детали за промежуток между сроками проведения контроля или периодического регламентного обслуживания, должны рассматриваться с точки зрения их влияния на степень снижения МЦУ и МнЦУ материала детали. Допустимые переменные напряжения должны обеспечить детали с повреждением надёжную эксплуатацию по критериям МЦУ и МнЦУ для установленного промежутка между контролями.

При назначении снижения допустимых значений свойств материала детали учитывают возможные комбинации амплитуды средних и переменных или эквивалентные значений напряжений для условий сложного (многоосного) напряженного состояния. Для этого следует располагать диаграммами предельных амплитуд напряжений, построенными по статистически достоверным результатам испытаний образцов из конкретного материала (с характерной технологией изготовления) при различных асимметриях цикла нагружения с соответствующими концентраторами напряжений и эксплуатационных температур для долговечностей $N \geq 5\ 10^7$ циклов.

При проектировании и расчёте деталей, образующих малоподвижные или прессовые соединения, в частности, замковые соединения типа ласточкин хвост, нередко акцентируют внимание на местных контактных напряжениях, определяемых МКЭ. Но стандартный расчет МКЭ не позволяет вычислить такие напряжения точно. Было показано, что причиной разрушения соединений является фреттинг-усталость. Об этом свидетельствуют [3,5]:

- распределение переменных напряжений на контактной грани, полученные при тензометрировании хвостовика;
- зоны повреждения фреттингом и положение сечения, где группируются разрушения хвостовиков.

Установлено, что предел фреттинг-выносливости соединения зависит от конструктивного вида сопряжения выступа диска с хвостовиком лопатки, а напряжённость хвостовика и поверхности контакта, в значительной мере, определяется углом наклона контактной грани. Именно эти факторы оказывают основное влияние на величину предела фреттинг-выносливости замкового соединения. По сравнению с перечисленными факторами, двукратное повышение давления сопровождается снижением предела фреттинг-выносливости [3, 5, 6] примерно на 10%. Кроме того, при проектировании малоподвижных соединений и расчетах напряжений необходимо учитывать сродство или различие применяемых материалов, изотропию и анизотропию их свойств [8,9].

Внедрение перспективных конструкционных материалов

Выбранные для применения конструкционные материалы должны быть паспортизованы, иметь статистически достоверные прочностные характеристики, освоенные технологические процессы их производства, а также положительные резуль-

таты их применения в условиях производства и эксплуатации деталей. Например, к используемым для лопаток турбин современных ГТД монокристаллические конструкционные материалы предъявляются высокие требования по эксплуатационными свойствами, т.к. деталям из них должны они быть гарантированы в течение всего расчётного эксплуатационного ресурса двигателя высокие характеристики прочности по критериям длительной прочности, ползучести, МЦУ и МнЦУ; трещиностойкости (низкой скоростью развития трещины), сопротивлению газовой коррозии и коррозии под напряжением; термомеханической усталости и др.). Кроме того, в отличие от лопаток из традиционных изотропных (поликристаллических) материалов, для лопатки из монокристаллов при проектировании необходимо помнить об анизотропии свойств кристалла, которые могут изменяются по осям ориентации: как по главным, так и вторичным [7]. При этом возможны изменения положения осей ориентации материала под воздействием на деталь эксплуатационных нагрузок, при этом изменения ориентации основных и вторичных осей могут быть связаны и с технологическим процессом изготовления, т.к. отклонение основных осей может превышать 10^0 от номинального значения. Такие отклонения могут сопровождаться снижением сопротивления усталости, характеристик ползучести и скорости роста трещины. Поэтому ориентация первичных и вторичных осей должна одинаково тщательно контролироваться в процессе производства и учитываться при проектировании детали. Анизотропия свойств монокристаллов наиболее ярко выражается при умеренных температурах, что в первую очередь проявляется в смешанном характере разрушений, так как наиболее «слабым звеном» в кристалле оказываются плоскости скольжения, по которым происходит ускоренный рост усталостных трещины. Такие разрушения наблюдаются при испытаниях монosплавов как при симметричном изгибе (ЖС30) [7,8], так и при растяжении – сжатии (*In*100) [9] при умеренных температурах (610–650^0 С). Это явление обостряет проблему сопротивления усталости замковых соединений монокристаллических лопаток, требуя разработки мероприятий, что осложняет вопрос возможности эффективного применения демпферов для лопаток. Подобные разрушения вызваны высокой чувствительностью монокристалла к повреждению фреттингом, провоцирующим разрушение сколом по плоскостям скольжения. Величина разрушающего напряжения при этом снижается примерно в 5 раз, а скорость распространения увеличивается многократно.

Таким образом, обеспечение отсутствия в эксплуатации разрушений от МнЦУ требует комплексных исследований конструкционных материалов и решения широкого круга проблем, связанных как с МнЦУ, так с исследованием процессов возникновения, накопления и развития повреждений до критических размеров.

Список литературы

1. Кузнецов Н.Д. Надёжность машин //Научные основы прогрессивной техники и технологии. М.: Машиностроение. 1986. С.87-97.
2. Кузнецов Н.Д., Цейтлин В.И., Волков В.И. Технологические методы повышения надёжности деталей машин. Справочник. М.: Машиностроение. 1993. 304 с.
3. Петухов А.Н. Сопротивление усталости деталей ГТД. М.:Машиностроение, 1993. 240 с.
4. Петухов А.Н. Многоцикловая усталость материалов и деталей газотурбинных двигателей./ Проблемы прочности.2005, №3 (375). С.5-21
5. Петухов А.Н. Метод оценки предела выносливости деталей при фреттинг-коррозии, // Проблемы прочности и динамики в двигателестроении. Вып. 3. М., 1985. С. 225 – 238. (Тр. /ЦИАМ; № 1109).
6. Петухов А.Н. Усталость замковых соединений лопаток компрессора. М.: ЦИАМ. 1987(Труды №1213). 36с.

7. Монокристаллы никелевых жаропрочных сплавов / Шалин Р.Е., Светлов И.Л., Качанов Е.Б. и др.- М.: Машиностроение, 1997. 336 с.
8. Петухов А.Н. Физические, технологические и конструктивные аспекты сопро-тивления многоцикловой усталости литых деталей из жаропрочных никелевых сплавов с заданной кристаллографической структурой. Вибрации в технике и техно-логиях №5 (37), Киев.2004. С. 6-9.
9. Farris T.N., Murthy H. High. Temperature Fretting Fatigue of Single Crystal Nickel // Proc.10th Nation. Turbine Engine HCF Conference, New Orleans. LA, March 8-11, 2005.

ПЬЕЗОДАТЧИКИ ИССЛЕДОВАНИЯ И КОНТРОЛЯ СТАТИЧЕСКИХ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ ВНУТРИ СПЛОШНЫХ СРЕД И ИХ МЕТРОЛОГИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ

Зубцов В. И.
Полоцкий государственный университет
subcv@rambler.ru

Измерение механических напряжений внутри сплошных сред – очень сложная задача и имеет большое практическое значение с точки зрения определения срока службы изделий в различных отраслях промышленности, а также представляет интерес для современной науки и техники.

С позиций физики твердого тела, материаловедения, теорий упругости, пластичности и ползучести, исследование статической прочности материалов и элементов различных конструкций представляет огромный интерес. Решение подобных задач существенно упрощается, когда имеются экспериментальные данные, полученные в результате статических испытаний образцов материалов посредством применения неразрушающих методов и средств измерительного контроля напряжённого состояния материалов и изделий.

Основное назначение датчиков непосредственного измерения механических напряжений внутри деформируемых материалов – преобразование измерительной информации, как правило, в условиях воздействия большого числа влияющих факторов различной интенсивности. Основным показателем качества этого преобразования является достоверность преобразуемой информации, а основными критериями достоверности – погрешность преобразователя и его надежность. Поэтому метрологические исследования, целью которых является оценка погрешности и надежности предлагаемых измерительных датчиков, составляют основную часть всех исследовательских работ [1 – 4].

Применение широко распространенных ультразвуковых методов и традиционного метода контроля напряженного состояния посредством тензорезисторов дает обобщенную информацию о величине и характере распределения механических напряжений по сечению объекта контроля, а это недостаточная для практических целей точность. Зависимость между механическим нагружением пьезоэлектриков и возникающей при этом напряженностью электрического поля, используемая в технике измерений переменных, а также статических давлений, усилий, не может быть использована для измерения статических механических напряжений внутри твердых деформированных сред. Поэтому были разработаны метод и гамма пьезорезонансных датчиков непосредственного измерения механических напряжений внутри де-

формируемых сред с целью прогнозирования их прочности. Разработанные и запатентованные пьезоэлектрические датчики позволяют реализовать метод измерения механических напряжений внутри деформируемых сред, благодаря оригинальным конструкциям, дающим возможность исключать пьезоэлектрическое взаимодействие датчика с контролируемой средой, в которую он помещен, управлять избирательностью к измеряемой компоненте механического напряжения и электроупругостью с целью увеличения точности измерения [5 – 6].

Пьезодатчики, подключенные к аналого-цифровому преобразователю (АЦП), представляют устройства отображения информации о напряженном состоянии контролируемого объекта, т.е. объекта измерения (ОИ) [6].

На рис. 1 приведена схема, поясняющая принцип работы параметрического датчика механических напряжений (ПДМН).

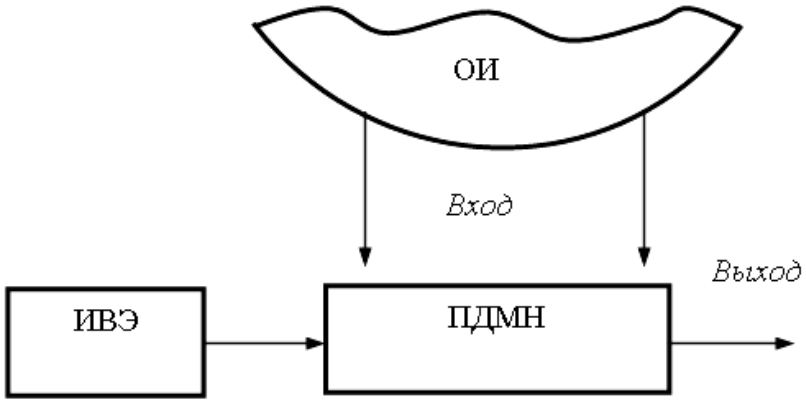


Рис. 1. Схема, поясняющая принцип работы ПДМН

Механизм передачи информации параметрическими ПДМН объясняется так: носителем измерительной информации является энергия, и чтобы создать на входе измерительного канала ПДМН информацию, которая бы затем могла передаваться дальше, необходимо затратить энергию. Поэтому без потребления энергии от объекта измерения (твердой деформируемой среды, напряженное состояние которой контролирует датчик) невозможно и само измерение.

Для метрологического обеспечения датчиков разработана методика их метрологических исследований «метод 66 точек» [7]. Полученные экспериментальные данные использованы для расчета погрешностей датчиков относительно аппроксимирующей функции линейной зависимости, которая включает в себя действительные значения физической величины

Метрологическое обеспечение разработанных датчиков, решающих сложную задачу определения напряженного состояния внутри деформируемых материалов, нужно было создавать с учетом специфики их работы. Уникальность датчиков не позволяла провести градуировку по методу сравнения с эталонами, так как их не было. Поэтому измерения необходимо было интерпретировать какими-то данными таким образом, чтобы обеспечить стабильность и, по возможности, близкие условия напряженного состояния ПДМН при градуировке и при натурных измерениях. Одной из целей данной работы и является показ возможности получения таких условий: для интерпретации измеренных механических напряжений внутри контролируемых материалов использовать градуировочные данные, полученные при гидростатическом нагружении датчиков или (в худшем случае) при одноосном.

Разработана методика метрологических исследований, представляющая следующую совокупность действий:

- использование градуировки «методом 66 точек»;

- построение аппроксимирующей прямой по двум параметрам, являющимся функциями входной величины (тангенс угла наклона к оси абсцисс и постоянная величина, представляющая собой точку пересечения этой прямой с осью ординат) вычисленным по экспериментальным значениям входных и выходных величин, минимизируя выражение для дисперсии на основании положения теории погрешностей (сумма погрешностей отдельных измерений данной серии стремится к нулю). Затем относительно этой прямой линии (идеальный случай градуировочной характеристики) определяются параметры погрешности реальной градуировочной кривой;

- использование градуировочной характеристики, полученной гидростатическим или одноосным нагружением, для интерпретации механических напряжений внутри контролируемых материалов и изделий из них;

- учет искажений измеряемых механических напряжений пьзопреобразователями, помещенными внутри среды, как инородными включениями, выработка рекомендаций по применению того или иного типа пьзопреобразователя в зависимости от жесткости контролируемой среды, используя оценку погрешностей.

Погрешность измерения механических напряжений внутри контролируемых материалов с использованием ПДМН состоит из погрешностей градуировки и самих измерений, интерпретированных данной градуировкой. Использование градуировачной характеристики, полученной гидростатическим нагружением для интерпретации механических напряжений, предпочтительнее, чем характеристики одноосного нагружения, так как условия работы ПДМН, находящегося внутри среды, более близки к условиям его работы при гидростатическом нагружении, чем при одноосном, и, следовательно, измерения в первом случае будут более достоверны, чем во втором.

Список литературы

1. Налимов, В.В. Теория эксперимента / В.В. Налимов. – М.: Наука, 1971. – 208 с.
2. Шенк, Х. Теория инженерного эксперимента / Х. Шенк. – М.: Мир, 1972. – 381 с.
3. Осадчий, Е.П. Проектирование датчиков для измерения механических величин / Е.П. Осадчий. – М.: Машиностроение, 1979. – 579 с.
4. Зубцов, В.И. Организация и планирование испытаний пьезопреобразователей механических напряжений / В.И. Зубцов // Приборы и средства автоматизации. – 2002. – № 12. – С. 61 – 67.
5. 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.
6. Зубцов, В.И. Пьезоэлектрическое устройство для получения информации о напряженном состоянии внутри сплошных сред / В.И. Зубцов // Приборы и системы управления, контроль, диагностика. – 2002. – № 11. – С. 28 – 34.
7. Зубцов, В.И. Методика градуировки и метрологических исследований пьезодатчиков механических напряжений / В.И. Зубцов // Приборы и системы управления, контроль, диагностика. – 2002. – № 12. – С. 38 – 40.

ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРОВАНИЯ АЛЮМИНИЕМ НА РАЗВИТИЕ ДВОЙНИКОВАНИЯ И ВЯЗКО-ХРУПКИЙ ПЕРЕХОД В <111>, <011> МОНОКРИСТАЛЛАХ СТАЛИ ГАДФИЛЬДА

Астафурова Е. Г.[1,2], Чумляков Ю. И.[1]

[1]*Томский государственный университет, Томск*
[2]*Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск*
astafe@ispms.tsc.ru

Методами сканирующей и просвечивающей электронной микроскопии проведено исследование пластичности и характера разрушения <111>, <011> монокристаллов аустенитной стали Гадфильда Fe–13Mn–1,3C (I) с низкой энергией дефекта упаковки (ДУ) ($\gamma_{ДУ}$ = 0.030Дж/м^2) и стали Fe–13Mn–2,7Al–1,3C (II) со средней энергией ДУ ($\gamma_{ДУ}$ = 0.045 Дж/м^2) при растяжении в интервале температур T = 77÷673К.

В <011>, <111> ориентациях факторы Шмида для двойникования больше, чем для скольжения, и в высокопрочных монокристаллах стали (I) при $T \leq$ 300К наблюдается смена механизма деформации от скольжения к двойникованию с ранних степеней деформации ε>0.5%. Повышение температуры деформации $T >$ 473К сдвигает начало двойникования к большим степеням деформации ε > 15%, снижает вклад от двойникования в общую деформацию кристаллов. Легирование алюминием (сталь II) подавляет деформацию двойникованием на ранних стадиях пластического течения в <011>, <111> ориентациях при T = 300К за счет повышении энергии ДУ и сдвигает развитие двойникования к большим степеням деформации. При T = 300К двойники деформации обнаружены после ε>10÷15%, и двойникование выступает как дополнительный скольжению механизм, способствующий упрочнению. С понижением температуры деформации ниже комнатной в <011>, <111> монокристаллах стали (II) двойникование активируется на ранних степенях деформации и при T = 77К наблюдается уже при ε > 0.5%. Выше 300К деформация монокристаллов стали (II) определяется скольжением.

Переход из хрупкого в вязкое состояние в монокристаллах (I, II) по деформационному критерию совершается в широком интервале температур ΔT = 150К. При T = 77К разрушение хрупкое, пластичность монокристаллов низкая. При температурах выше 200К, несмотря на высокую пластичность, на фрактограммах, полученных при разрушении <111>, <011> монокристаллов стали Гадфильда, также присутствует хрупкая компонента. В сталях (I), (II) при T = 300К наблюдается смешанный характер картин разрушения – присутствуют вязкая и хрупкая компоненты. Наличие вязкой компоненты при $T \geq$ 200К обусловлено, во-первых, уменьшением вклада двойникования в общую деформацию кристаллов при высоких температурах и, во-вторых, с уменьшением уровня деформирующих напряжений при температуре деформации выше комнатной по сравнению с $T <$ 200К.

Таким образом, смена механизма разрушения от вязкого к хрупкому по фрактографическому критерию происходит при более высокой температуре, чем температура «вязко-хрупкого» перехода, определенная по изменению однородного удлинения монокристаллов до разрушения. Показана связь перехода «вязкость-хрупкость» в монокристаллах стали Гадфильда с достижением высокого уровня деформирующих напряжений за счет твердорастворного упрочнения и механическим двойникованием.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта Президента РФ МК-1436.2008.8 и РФФИ №07-08-00064.

ВЛИЯНИЕ НАВОДОРАЖИВАНИЯ В ГАЗОВОЙ СРЕДЕ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА [100], [111] МОНОКРИСТАЛЛОВ ВЫСОКОУГЛЕРОДИСТОЙ АУСТЕНИТНОЙ СТАЛИ ГАДФИЛЬДА

Захарова Г. Г.[1,2], Астафурова Е. Г.[1,2]

[1]*Томский государственный университет, Томск*
[2]*Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск*
astafe@ispms.tsc.ru

Аустенитные стали представляют собой важный класс конструкционных материалов, используемых для работы в агрессивных средах, в частности, в среде водорода. Водород может оказывать как благоприятное, так и неблагоприятное воздействие на свойства сталей: в одних случаях он вызывает охрупчивание, в других – увеличение пластичности [1]. Однако сведений о влиянии водорода на свойства высокоуглеродистых сталей мало. В связи с этим представляется актуальным изучение воздействия водорода на свойства высокоуглеродистой аустенитной стали Гадфильда (Fe–13Mn–1.03C мас.%) при различных температурах испытания. В качестве рабочего материала выбирали монокристаллы, для того чтобы избежать влияния границ зерен на свойства материала.

В работе исследовали влияние температуры испытания на механические свойства (предел текучести, пластичность, характер кривых течения) закаленных монокристаллов сталей Fe–13Mn–1.03C мас.% [001], [111] ориентаций с различными механизмами деформаций после наводораживания. В ориентации [001] основным механизмом деформации является скольжение в нескольких системах, а в [111] – множественное двойникование [2]. Наводораживание стали после закалки проводили в течение 5 часов в среде водорода с давлением P_{H2} = 0.3кгс/см^2 при температуре T = 573К. Испытание кристаллов на растяжение после наводораживания производили в широком температурном интервале: от 77К до 300К.

Монокристаллы [001] в исходном состоянии имеют высокие значения критических скалывающих напряжений ($\tau_{кр}$ = 340 МПа (T = 77К) и $\tau_{кр}$ = 145 МПа (T = 300К)). Исходные монокристаллы [111] ориентации обладают также высокими значениями $\tau_{кр}$ ($\tau_{кр}$ = 275 МПа (T = 77К) и $\tau_{кр}$ =110 МПа (T = 300К)). После наводораживания и растяжения при T = 300К в ориентациях [001] и [111] происходит существенное повышение $\tau_{кр}$ (в среднем, на 25 МПа в [111] и на 38 МПа в [001] кристаллах). Растяжение кристаллов при температуре испытания T = 77 К показывает, что наводораживание также к приводит повышению $\tau_{кр}$ (рис. 1). Такое увеличение $\tau_{кр}$ связано с твердорастворным упрочнением от атомов водорода.

Проведенные исследования показывают, что критические скалывающие напряжения зависят от температуры испытания. На рис.1 приведены температурные зависимости критических скалывающих напряжений $\tau_{кр}$ [001], [111] монокристаллов стали Гадфильда в исходном состоянии и после наводораживания. Температурная зависимость в монокристаллах стали Гадфильда до наводораживания и после имеют аналогичные закономерности. Кривую $\tau_{кр}$ (T) можно разбить на две области: низкотемпературная область при T < 223 К характеризуется сильной температурной зависимостью $\tau_{кр}$; высокотемпературная область T > 223 К характеризуется слабой температурной зависимостью $\tau_{кр}(T)$. После наводораживания наблюдается аналогичная зависимость $\tau_{кр}(T)$, но, как уже было отмечено, из-за твердорастворного упрочнения от атомов внедрения углерода и водорода происходит увеличение $\tau_{кр}$, и кривая зави-

симости $\tau_{кр}(T)$ поднимается параллельно относительно кривой для исходных состояний без водорода.

В закаленных монокристаллах стали Гадфильда наблюдается отклонение от закона Боаса–Шмида, то есть $\tau_{кр}$ зависит от ориентации кристалла и это связано с ориентационной зависимостью механизма деформации на пределе текучести. После наводораживания в течение 5 часов ориентационная зависимость $\tau_{кр}$ сохраняется (рис.1).

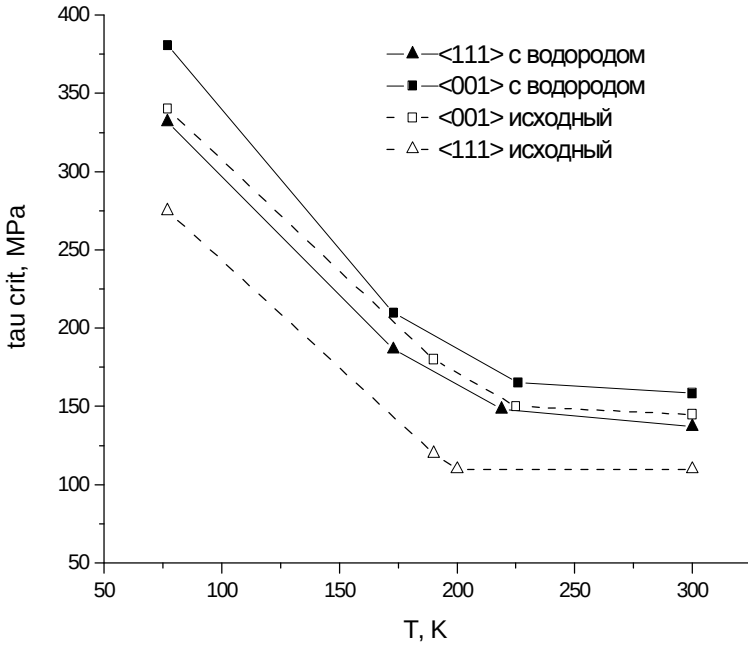


Рис. 1. Зависимость критических скалывающих напряжений $\tau_{кр}$ исходных и наводороженных образцов от температуры испытания

Кривая течения исходных монокристаллов характеризуется высокими значениями коэффициента деформационного упрочнения: для [001] – θ = 1570 МПа при T = 300 К и θ = 950 МПа при T = 77 К (рис.2*а*), для [111] ориентации θ = 1700 МПа при T = 300 К и θ = 1700 МПа при T = 77 К (рис.2*б*). После наводораживания кристаллов [001] ориентации θ возрастает по сравнению с исходным значением и достигает значения θ = 1770 МПа, в [111] – θ = 3960МПа. Высокое деформационное упрочнение является результатом закрепления дислокаций во время деформации атомами углерода. После наводораживания монокристаллов стали Гадфильда содержание атомов внедрения, закрепляющих дислокации, увеличивается, и коэффициент деформационного упрочнения возрастает.

Пластичность после наводораживании также увеличивается. При температуре испытания T = 77К пластичность [111] ориентации составляла 2%, а после наводораживания возросла больше, чем в 2 раза и составила 5%. При температуре T = 300К пластичность той же ориентации с исходного значения 33% возросла после наводораживания до 46%. В ориентации [001] до наводораживания при температуре испытания T = 77К пластичность составляла 2%, а после наводораживания пластичность возросла в два раза. В той же ориентации при T = 300К пластичность со значения 32% для исходного состояния поднялась после наводораживания до 41%. Увеличение пластичности после наводораживания монокристаллов стали Гадфильда может быть связано с понижением энергии дефекта упаковки, развитием планарного скольжения и сложностью образования шейки при деформации.

Изучение картин разрушения монокристаллов стали Гадфильда ориентаций [111], [001] показало, что в исходном состоянии после растяжения при 77К кристаллы разрушаются хрупко. Тип разрушения кристаллов [111], [001] ориентаций при температуре растяжения 300К смешанный (хрупкий с элементами вязкого разрушения). Изменение характера разрушения кристаллов [111], [001] ориентаций после наводораживания не наблюдалось.

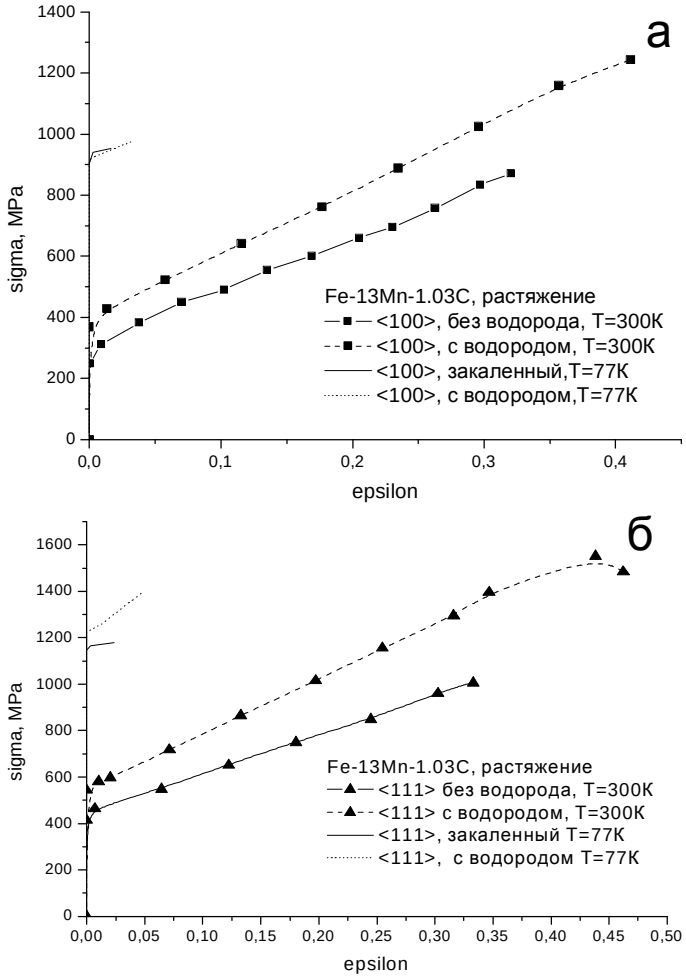


Рис. 2. Кривые течения [001](*а*) и [111](*б*) монокристаллов стали Гадфильда в зависимости от времени наводороживания в газовой среде и температуры испытания

Проведенные исследования показывают, что наводораживание монокристаллов стали Гадфильда [001], [111] ориентаций в газовой среде в течение 5 часов приводит к следующим особенностям:

- повышению предела текучести, сохранению сильной температурной и ориентационной зависимости $\tau_{кр}(T)$;
- увеличению коэффициентов деформационного упрочнения и пластичности;
- сохранению характера излома.

Авторы выражают благодарность профессору Ю.И. Чумлякову за сотрудничество и полезные дискуссии. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ №07-08-00064.

Список литературы

1. Баумбах Х., Кренинг М., Тюрин И.Ю. и др. Неравновесные системы металл- водород. Титан, нержавеющая сталь. Изд. Томского университета, 2002, 349с.
2. Chumlyakov Yu.I., Kireeva I.V., Litvinova E.I., Zaharova E.G., Luzginova N.V., Sehitoglu H., Karaman I. Strain Hardening in Single Crystals of Hadfield Steel // The Physics of Metals and Metallography. – 2000. – V.90. – Suppl.1. – pp.S1-S17.

ВОДОРОД В МОНОКРИСТАЛЛАХ АУСТЕНИТНОЙ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ Fe–18Cr–14Ni–2Mo И НИКЕЛЯ

Купрекова Е. И., Климова К. В., Бессараб О. А., Чернов И. П., Чумляков Ю. И.

Томский политехнический университет, г.Томск, Россия,
kuprekova@mail.ru

Многочисленные исследования показывают, что водород, как правило, оказывает неблагоприятное влияние на механические свойства металлов и сплавов: увеличение прочности сопровождается резким падением пластичности и хрупким характером разрушения по границам зерен [1–2]. Полное понимание водородного охрупчивания требует изучения влияния водорода и на пластическую деформацию, и на характер разрушения материалов. Несмотря на то, что качественные эффекты, наблюдаемые при наводороживании значительны, интерпретировать результаты весьма сложно, так как исследование влияния водорода на механические свойства металлов и сплавов проводится обычно на сравнительно больших поликристаллических образцах при деформации растяжением или сжатием [1–2]. Для выяснения физической природы влияния водорода на механические свойства материалов необходимо проведение систематических исследований по наноиндентированию на поли- или монокристаллах. Такие эксперименты позволят избежать осложнений, связанных с неоднородным распределением водорода между телом зерна и границей. С другой стороны, наноиндентирование позволяет изучать малые объемы материалов: приповерхностную область образцов, наиболее насыщаемую водородом. Целью исследования в настоящей работе являлось, на монокристаллах аустенитной нержавеющей стали Fe–18%Cr–14%Ni–2%Mo[*)] и чистого никеля с использованием методики наноиндентирования выяснить влияние водорода на модуль сдвига и модуль Юнга, образование дислокаций и их движение при пластической деформации, прочностные свойства.

Монокристаллы Fe–18Cr–14Ni–2Mo и Ni выращивали методом Бриджмена в атмосфере аргона. После роста кристаллы гомогенизировали при 1423 К в течение 48 ч. Образцы вырезали на электроискровом станке, закаливали в воду после выдержки в атмосфере гелия в течение 1 ч при 1373 К, механически шлифовали, затем электролитически полировали в растворе 50 г Cr_2O_3 + 200 г H_3PO_4 при 300 К в течение 1–2 мин. Наводороживание осуществляли в 1 М растворе H_2SO_4 при 300 К и плотности тока 10 мА/см^2. До проведения испытаний наводороженные образцы хранили в жидком азоте. Определение концентрации атомов водорода осуществляли газоаналитическим методом LECO. Результаты исследования концентрации водорода в зависимости от времени насыщения для <111> монокристаллов Fe–18Cr–14Ni–2Mo и Ni приведены в табл. 1. Из приведенных данных следует, во-первых, что с увеличением времени наводороживания концентрация атомов водорода возрастает. Во-вторых, для одного и того же режима наводороживания концентрация атомов водорода в монокристаллах стали Fe–18Cr–14Ni–2Mo и никеля оказывается различной. Это обстоятельство связано с различием в кристаллических решетках: гранецентрированная кубическая (ГЦК) решетка аустенитной стали является более плотно упакованной для насыщения водородом, по сравнению с объемно-центрированной кубической (ОЦК) решеткой никеля [3]. В предположении, что водород однородно

[*)] Здесь и далее по тексту состав стали дан в массовых долях, выраженных в %.

распределяется в октаэдрических междоузлиях и не образует в наводороженном объеме комплексов, кластеров и других форм неоднородностей [4] можно утверждать, что число мест, доступных для водорода в ГЦК-решетке меньше, чем в ОЦК. Полученные результаты качественно согласуются с данными на поликристаллах ГЦК и ОЦК материалов с водородом [1–2, 4–5].

Таблица 1. **Концентрация водорода в монокристаллах Fe–18Cr–14Ni–2Mo и Ni (<111> ориентация оси растяжения)**

Время насыщения водородом (час)	Концентрация водорода (мас. %)	
	Fe–18Cr–14Ni–2Mo	Ni
0	0,00031	0,00035
2	0,00074	0,00041
20	0,00113	0,00141
50	0,00302	0,00165
100	0,00593	0,01400

Для изучения влияния водорода на деформацию малых объемов аустенитной нержавеющей стали Fe–18Cr–14Ni–2Mo и Ni использовали методику наноиндентирования (табл. 2). Из полученных экспериментально данных следует, что, наводороживание снижает модуль Юнга E и, соответственно, модуль сдвига G:

$$G = E/2(1+n), \quad (1)$$

где ν = 0,30 – коэффициент Пуассона. Расчеты по формуле (1) показывают, что уменьшение модуля сдвига в монокристаллах аустенитной нержавеющей стали Fe–18Cr–14Ni–2Mo составляет $\Delta G = G_{исх} - G_H \sim 25{,}3$ ГПа, где $G_{исх} = 78$ ГПа – модуль сдвига в исходных образцах, $G_H = 52{,}7$ ГПа – модуль сдвига в дополнительно наводороженных в течение 5 часов при плотности тока 10 мА/см^2. В монокристаллах никеля при том же режиме наводороживания уменьшение модуля сдвига оказывается несколько больше ΔG ~ 29,3 ГПа. Расхождение в величине воздействия водорода на модуль сдвига для монокристаллов стали Fe–18Cr–14Ni–2Mo и никеля может быть связано с различием в концентрации водорода, вводимого в ГЦК решетку аустенитной нержавеющей стали и ОЦК решетку никеля.

Таблица 2. **Влияние водорода на прочность *H*, прочность по Викерсу H_V и модуль Юнга *E* монокристаллов аустенитной нержавеющей стали Fe–18Cr–14Ni–2Mo и Ni**

Материал	Ориентация	Время насыщения водородом, (час)	*E*, ГПа	*H*,МПа	H_V, Vickers
Ni	[012]	0	195,79	2890,89	315,87
		5	119,78	2578,66	243,39
Fe–18Cr–14Ni–2Mo	[001]	0	202,75	2302,32	258,89
		5	136,97	2060,00	238,82

Из таблицы 2 видно, что наводороживание как в ГЦК - монокристаллах аустенитной нержавеющей стали Fe–18Cr–14Ni–2Mo, так и в ОЦК – монокристаллах никеля приводит к уменьшению прочности по Викерсу H_V. Следовательно, наводоро-

живание снижает нагрузку для зарождения дислокаций. Такой результат, обусловлен уменьшением модуля сдвига G исследуемых материалов.

Исследование линий скольжения вблизи отпечатков наноиндентора показало, что общее деформационное поведение монокристаллов аустенитной нержавеющей стали Fe–18Cr–14Ni–2Mo в исходном состоянии и при дополнительном насыщении водородом в течение 5 часов схоже. Однако после дополнительного наводороживания ступеньки скольжения оказываются больше и расположены дальше друг от друга по сравнению с исходным состоянием. Качественно аналогичные результаты получены и на монокристаллах никеля. Эти наблюдение может служить доказательством того, что дополнительное насыщение водородом монокристаллов аустенитной нержавеющей стали Fe–18Cr–14Ni–2Mo и никеля приводит к локализации пластической деформации в одной плоскости скольжения и усилению планарности скольжения.

При анализе полученных результатов необходимо принять во внимание высокую подвижность атомов водорода при комнатной температуре и их способность диффундировать к ядру краевых и смешанных дислокаций, создавая, таким образом, атмосферы из атомов водорода. Атмосферы из атомов водорода могут перемещаться вместе с дислокацией. В этом случае может реализовываться эффект экранирования упругого поля дислокацией за счет сегрегации атомов в ядре дислокаций [6–7]. Следовательно, дислокации, вязко двигающиеся с атмосферой из атомов водорода, будут теперь преодолевать упругие поля от дислокаций «леса» и неподвижных атомов матрицы при меньших напряжениях, чем дислокации без атмосфер. Используя этот подход, можно объяснить уменьшение H_V при наводороживании. Аналогично, эффект разупрочнения: уменьшение H (табл. 2) можно связать с экранированием упругого поля дислокаций за счет образования атмосфер из атомов водорода, уменьшением упругих взаимодействий с препятствиями различного типа, понижением модуля сдвига G. В результате зарождение и движение дислокаций при комнатной температуре в наводороженных кристаллах будет уменьшаться с ростом концентрации атомов водорода.

Таким образом, проведенные исследования показали, что легирование водородом в монокристаллах аустенитной нержавеющей стали Fe–18Cr–14Ni–2Mo и Ni сопровождается уменьшением модуля сдвига G. Установлено, что насыщение водородом способствует усилению планарности скольжения.

Список литературы

1. Ulmer D.G., Altstetter C.J. // Acta metal. mater. – 1991. – V. 39. – № 6.– P. 1237–1248.
2. Abraham D.P., Altstetter C.J. // Metall. Mater. Trans. A. – 1995. – V. 26. – № 2. – P. 2859 – 2863.
3. Келли А., Гровс Г. Кристаллография и дефекты в кристаллах. – М.: Мир, 1974. – 496 с.
4. Oriani R.A. The physical and metallurgical aspects of hydrogen in metals. – 4th International Conference on Cold Fusion. – 1993. – P. 23-38.
5. Gavriljuk V.G., Shivanyuk V.N., Foct J. // Acta Mater. – 2003. – V. 51. – P. 1293–1305.
6. Sofronis P., Liang Y., Aravas N. // J. Mech. A. Solids. – 2001. – V. 20. – P. 857–872.
7. Birnbaum H.K., Sofronis P. // J. Mater. Sci and Eng. A. – V. 176. – P. 172-195.

ВОЗМОЖНОСТИ УПРОЧНЕНИЯ СПЛАВОВ Fe–Cu ПРИ ИЗОТЕРМИЧЕСКОМ СТАРЕНИИ

Терещенко Н. А.[1], Урцев В. Н.[2], Мирзаев Д. А.[3], Яковлева И. Л.[1]

[1] *Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург,*
[2] *ИТЦ «Аусферр», Магнитогорск,*
[3] *Южно-Уральский государственный университет, Челябинск*
phym@imp.uran.ru

В работе [1] была рассмотрена кинетика превращения в сплавах Fe–Cu. Показано, что сначала происходит зарождение и рост частиц заэвтектоидной ε-фазы(меди), а затем формирование двухслойных сферических частиц эвтектоида, ядром которых является ε-фаза, а его окружает сфера из α-фазы.

Физическая причина появления высокой прочности при старении пересыщенных сплавов Fe–Cu была рассмотрена теоретически в работе [2]. На основе электронномикроскопических наблюдений авторы [3] считали, что выделения меди (ε-фаза), обеспечивающие максимум прочности, являются частицами-кластерами с ОЦК решеткой, когерентно сопряженными с α-фазой.

В настоящей работе обоснован тезис о постоянстве радиуса частиц меди, соответствующего максимуму прочности, независимо от состава сплава. На основании электронномикроскопических исследований нами было установлено, что в сплаве Fe–5,5 % Cu максимум твердости после старения при 500 °С наблюдается при времени выдержки 15 мин. Диаметр выделений меди составляет 2ρ =22 Å. Для сплавов, содержащих 0,59, 1,07, 2,1 % Cu было рассчитано время, которое необходимо для достижения максимума твердости при 500 °С . Эти данные хорошо согласуются с экспериментальными, представленными на рисунке.

Установлено, что температура начала и конца образования частиц меди зависит от концентрации. Выделения частиц ε-фазы в стали, содержащей 0,1 % Cu, начнется ниже 525 °С, причем длительность образования частиц радиусом 10 Å составляет приблизительно 1000 часов. Для стали с 0,2 % Cu длительность образования частиц при 575 °С составляет 48 часов. Понятно, что такие длительные выдержки при таких концентрациях меди в сплаве трудно проводить в реальных производственных условиях.

Был проведен точный расчет критической скорости охлаждения, необходимой для выделения частиц меди радиусом 10 Å:

$$d(\rho^2) = 2\beta D^{\alpha}_{Cu} d\tau,$$

$$\beta = \frac{C^{\alpha}_{н} - C^{\alpha/\varepsilon}}{C^{\varepsilon/\alpha} - C^{\alpha/\varepsilon}}$$

где ρ – радиус растущего кристалла ε-фазы; τ – длительность роста, отсчитываемая от момента зарождения; $C^{\alpha}_{\text{Н}}$ – начальная концентрация Cu в α-фазе; $C^{\alpha/\varepsilon}$ – концентрация Cu в феррите, находящимся в равновесии с ε-фазой; $C^{\varepsilon/\alpha}$ – концентрация Cu в ε-фазе, находящейся в равновесии с ферритом; D^{a}_{Cu} – коэффициент диффузии Cu в α-фазе.

После подстановки численных значений и необходимых вычислений окончательное выражение для критической скорости охлаждения, обеспечивающей максимальную твердость, представлено следующим образом:

$$\theta = 9{,}12 \cdot 10^7 \cdot C_H^{\alpha} \cdot T_H^2 \cdot \exp(-\frac{29697}{T_H}),\ \text{К/с}$$

Результаты расчета, основанного на этой формуле, приведены в таблице.

Таблица. **Критические скорости охлаждения, требующиеся для образования частиц меди 2ρ = 20 Å**

Cu, ат.%	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	1	2
Θ, К/мин	0,1	2,34	14,7	55	152	351	3700	40000

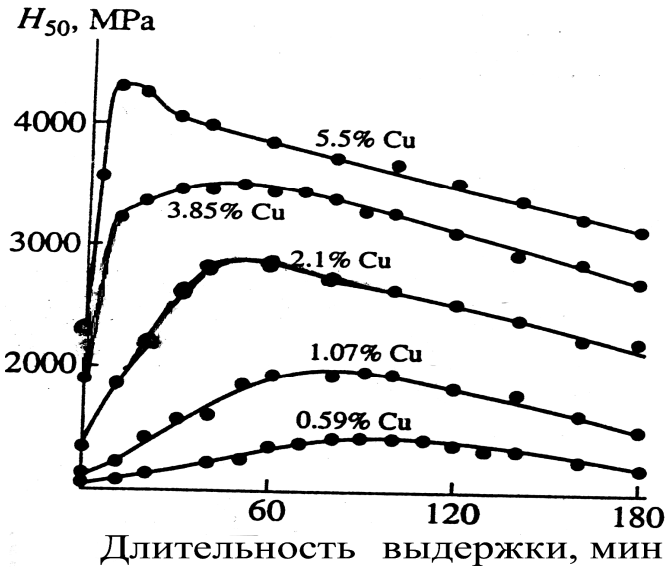


Рис. Влияние длительности старения при 500 ºС на микротвердость образцов сплавов Fe–Cu, закаленных в соленой воде.

Работа выполнена по теме № г.р. 01.2.006.13392, при частичной финансовой поддержке Г-50-07-02 и НШ-643.2008.3.

Список литературы

1. Урцев В.Н., Мирзаев Д.А., Яковлева И.Л. Превращение аустенита в сплавах Fe-Cu. I. Кинетика превращения. // Физика металлов и металловедение. 2008. Т. 105. № 3. С. 319-326.
2. Урцев В.Н., Мирзаев Д.А., Яковлева И.Л. Превращение аустенита в сплавах Fe-Cu. II. Кинетические закономерности двухстадийного превращения аустенита в сплаве Fe- 5,5 % Cu. // Физика металлов и металловедение. 2008. Т. 105. № 4. С. 397-403.
3. C. Kathryn, L. Russell, and A. Brown. Disperging Strengthening Model Based on Differing Elastic Applied to the Iron-Copper System // Acta Metall. 1972. V. 20. P. 969-974.

ВОЗМОЖНОСТИ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРОСКОПИИ ДЛЯ ОЦЕНКИ СОСТОЯНИЯ НАГРУЖЕННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ СТАЛЬНЫХ КОНСТРУКЦИЙ

Митропольская С. Ю.

Институт машиноведения УрО РАН, г. Екатеринбург
mitr@imach.uran.ru

Аннотация

В работе исследована эволюция магнитных характеристик конструкционных сталей, в том числе, поверхностно-упрочненных, при деформации растяжением. Выявлены корреляции стадий кривых упрочнения с характером изменений магнитных свойств материала. Приводятся результаты магнитных и акустико-эмиссионных измерений на образцах, подвергнутых пластической деформации для имитации перегрузки ответственных элементов. Показано, что при наличии в изделии нескольких слоев, отличных по своим магнитным свойствам, метод магнитной структуроскопии позволяет отслеживать изменение напряженно-деформированного состояния каждого слоя по величине поля пиков дифференциальной магнитной проницаемости. В докладе обсуждаются проблемы, ограничения и возможные области применения метода.

Развитие методов мониторинга состояния конструкций и оборудования в условиях эксплуатации является актуальной задачей и привлекает внимание специалистов по различным методам неразрушающего контроля. Перспективным представляется магнитный метод контроля напряжений, возможности которого до сих пор не реализованы в полной мере. Наиболее широко в магнитных методах используют коэрцитивную силу H_c, которая чувствительно реагирует на различные нюансы структурного состояния материала, такие как размер зерна, плотность дислокаций, наличие частиц вторых фаз, а также на внутренние и внешние напряжения [1, 2], причем информативными являются значения H_c, измеренные как в условиях действия внешних напряжений, так и после их снятия.

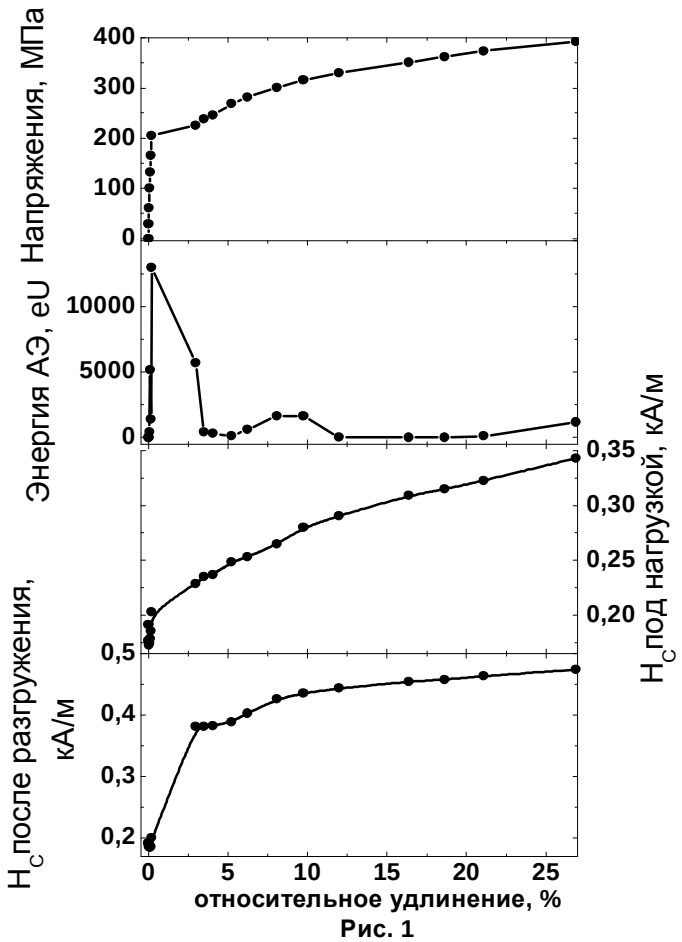


Рис. 1

Принципиально важен поиск корреляций между характерными стадиями

диаграммы «напряжение – деформация» материала, с одной стороны, и поведением характеристик этого материала, определяемых неразрушающими методами, с другой стороны. В результате экспериментов на установке одновременной регистрации магнитных характеристик и сигналов акустической эмиссии (АЭ) ***in situ*** в условиях растяжения [3] построены совмещенные диаграммы «напряжение – деформация», «коэрцитивная сила – деформация» и «энергия сигнала АЭ – деформация» для стали Ст.3 (рис.1) и для целого ряда других углеродистых, низколегированных и легированных конструкционных сталей. Представленные на рис. 1 кривые можно разбить на три последовательные стадии. Для упругой области нагружения характерно неоднозначное изменение значения H_c под нагрузкой, при этом в разгруженном состоянии значения H_c не меняются. На этапе перехода от упругой деформации к пластической, когда отмечается резкий всплеск энергии сигнала АЭ, значения H_c под нагрузкой начинают заметно расти. При этом величина H_c в разгруженном состоянии увеличивается скачкообразно приблизительно на 100%, что дает возможность установить, имел ли место факт превышения предела текучести в предыстории нагружения конструкции. На стадии пластической деформации отмечается неуклонный рост коэрцитивной силы, причем с уменьшением степени деформационного упрочнения кривые $H_c(\varepsilon)$ становятся более пологими. На основании исследования деформационного поведения магнитных характеристик конструкционных сталей с ферритной и феррито-перлитной структурой сделан вывод о том, что по текущему значению коэрцитивной силы, измеренному под нагрузкой и/или после разгружения, можно установить, какой именно области диаграммы растяжения (упругой, упруго-пластической, зоне предразрушения) соответствует состояние металла в данный момент.

Магнитное поведение двухслойного ферромагнитного изделия при растяжении изучено на примере модельных образцов, состоявших из двух жестко соединенных между собой пластин отожженной и закаленной стали [4, 5], а также на примере элемента цилиндрической формы из стали 45, подвергнутого лазерному поверхностному упрочнению. Для контроля изделий, имеющих в своем составе слои с различными эксплуатационными свойствами наиболее информативной характеристикой в магнитной структуроскопии считается картина пиков на зависимости дифференциальной магнитной проницаемости μ_d от величины перемагничивающего поля H [6, 7]. Количество таких пиков соответствует числу различных по магнитным свойствам слоев, поля пиков $H\mu_{dmax}$ близки к значениям коэрцитивной силы соответствующих слоев, а соотношение высот пиков определяется соотношением сечений соответствующих слоев. На рис. 2 показаны полевые зависимости дифференциальной магнитной проницаемости исследованного изделия до растяжения (исходный) и в нагруженном состоянии (перед разрушением). Бимодальный характер полевой зависимости отражает особенности структурного состояния изделия после обработки лазером: пик в области меньших магнитных полей соответствует феррито-перлитной сердцевине изделия, а пик, локализующийся в более сильных магнитных полях, отвечает упрочненному поверхностному слою. Анализ полевых зависимостей на всем протяжении диаграммы растяжения показывает, что во-

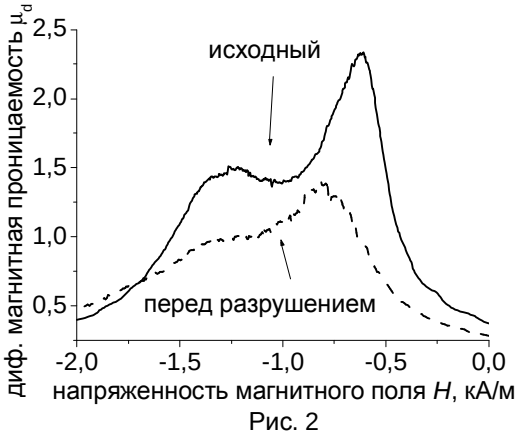


Рис. 2

влечение различных структурных составляющих в пластическую деформацию происходит в строго определенной последовательности: сначала (по достижению напряжений 400 МПа) деформируются зерна феррито-перлитной составляющей, а затем, при напряжениях свыше 700 МПа, некоторую пластическую деформацию начинает испытывать более магнитотвердая компонента. Под действием пластической деформации высота пиков уменьшается (рис. 2), что связано с накоплением дефектов и уменьшением магнитной проницаемости структуры. Построены зависимости изменения величины поля пика магнитотвердой и магнитомягкой подсистем как функция приложенных растягивающих напряжений, которые позволяет отслеживать изменения напряженно-деформированного состояния в каждой из компонент поверхностно-упрочненного изделия на основании измерения его магнитных характеристик.

Выводы

Экспериментально получены диаграммы напряжение-деформация конструкционной углеродистой стали 45 в условиях простого одноосного растяжения и соответствующие им зависимости коэрцитивной силы от деформации, под нагрузкой и после разгружения. На основе полученных диаграмм разработан подход для определения напряжений, действующих в элементах конструкции, по величине их коэрцитивной силы в нагруженном состоянии, а также предложен подход для оценки максимальных ранее действовавших напряжений, по значениям коэрцитивной силы, измеренной в разгруженном состоянии. Показано, что метод магнитной структуроскопии позволяет отслеживать изменение напряженно-деформированного состояния в каждом слое двухслойного ферромагнитного изделия по характеристикам пиков дифференциальной магнитной проницаемости.

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

Список литературы

1. Неразрушающий контроль: Справочник: В 7т. Т. 6: В 3 кн. Кн. 1: Магнитные методы контроля. / В.В. Клюев, В.Ф. Мужицкий, Э.С. Горкунов и др. М.: Машиностроение. 2004. 832 с.
2. Михеев М.Н., Горкунов Э.С. Магнитные методы структурного анализа и неразрушающего контроля. М.: Наука. 1993. 252 с.
3. 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.
4. Горкунов Э.С., Емельянов И.Г., Задворкин С.М., Митропольская С.Ю. Модель напряженно-деформированного состояния двухслойного стального изделия при одноосном растяжении // Металлы. 2007. №1. С. 78-82
5. Горкунов Э.С., Емельянов И.Г., Задворкин С.М., Митропольская С.Ю. Закономерности изменения магнитных характеристик двухслойных изделий из углеродистых сталей в условиях растяжения // ФММ. 2007. Т.103. №6. С.657–666.
6. Дехтяр В.М., Горбунова А.М., Балдина Л.М., Касаткина Г.М. Определение глубины закаленного слоя магнитным методом // Завод. лаб. 1946. Т. 12. № 9-10. С. 808-816.
7. Э.С. Горкунов, Б.М. Лапидус, А.В. Загайнов и др. Использование дифференциальной магнитной проницаемости для контроля качества поверхностного упрочнения // Дефектоскопия. 1988. №7. С.7–13.

ТРИБОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЗАКАЛЕННЫХ ВЫСОКОХРОМИСТЫХ СТАЛЕЙ С ПОВЫШЕННЫМ СОДЕРЖАНИЕМ АЗОТА ИЛИ УГЛЕРОДА

Макаров А. В., Осинцева А. Л., Горкунов Э. С., Митропольская С. Ю., Огородников А. И.

Институт машиноведения УрО РАН, Екатеринбург,
makarov@imach.uran.ru

Азот в качестве легирующего элемента используется при производстве аустенитных, мартенситных и дуплексных сталей во многих промышленно развитых странах. В высокохромистых сталях увеличение предела текучести с повышением содержания азота не сопровождается снижением ударной вязкости, что делает их чрезвычайно перспективными материалами для различных отраслей промышленности [1]. В зависимости от режима термообработки в азотистых высокохромистых сталях могут быть сформированы структуры различного типа: от мартенситной до полностью аустенитной при наличии различной доли избыточной нитридной фазы. В настоящей работе проводится сравнительный анализ трибологических свойств при абразивном изнашивании высокохромистых (18 мас.% Cr) сталей с приблизительно одинаковым (около 1 мас.%) содержанием азота (сталь 05Х18А1,0) и углерода (сталь 95Х18). Стали закаливали в масле от $T_{зак}$ = 950–1200°С (сталь 95Х18 также дополнительно охлаждали в жидком азоте). Образцы испытывали при скольжении по закрепленному абразиву (электрокорунду и карбиду кремния зернистостью ~160 мкм) по методике [2] при нагрузке 28,5 Н. Определяли твердость, содержание остаточного аустенита (магнитным и рентгеновским методами), относительную износостойкость, коэффициент трения, удельную работу изнашивания, микротвердость поверхности образцов до и после изнашивания.

После закалки от 950°С стали имели мартенситную структуру (с наличием нерастворившихся нитридных или карбидных частиц) и твердость 49 и 54 HRC, соответственно, для сталей 05Х18А1,0 и 95Х18 (рис. 1*а*). Повышение $T_{зак}$ вызывает растворение нитридной (карбонитридной) фазы в стали 05Х18А1,0 и карбидной фазы в стали 95Х18, насыщение мартенсита азотом и углеродом, а также увеличение количества остаточного аустенита до 100 об.% при $T_{зак}$ = 1125°С в стали 05Х18А1,0 и $T_{зак}$ = 1150°С в стали 95Х18 (рис. 1б). Это приводит к немонотонному (с максимумом) изменению твердости сталей. Максимум твердости достигается у стали 05Х18А1,0 (56 $HRC_э$) при $T_{зак}$ = 1075°С, а у стали 95Х18 (61 $HRC_э$) – при $T_{зак}$ = 1050°С, когда в структуре наряду с высокоазотистым или высокоуглеродистым мартенситом присутствует 15–20 об.% остаточного аустенита. При полностью аустенитной металлической матрице ($T_{зак}$ = 1180–1200°С) твердость сталей снижается до 37–38 $HRC_э$ (см. рис. 1*а*). С повышением $T_{зак}$ наблюдается рост абразивной износостойкости сталей (рис. 2), обусловленный насыщением α- и γ-твердых растворов углеродом, азотом и хромом и, соответственно, повышением эффективной прочности поверхности изнашивания. С увеличением доли остаточного аустенита в структуре закаленных сталей в общем случае возрастает также величина удельной работы абразивного изнашивания (рис. 3). Повышенная износостойкость остаточного аустенита связана с его интенсивным упрочнением и частичным превращением в мартенсит деформации при изнашивании. Например, количество аустенита на поверхности изнашивания обеих сталей, закаленных от 1125°С, составило ~15 об.% (при рентгеновском анализе в CuK_α излучении) при исходном содержании аустенита 55 об.% в стали 95Х18 и 100

об.% в стали 05Х18А1,0. Аустенит также оказывает положительное влияние на вязкость разрушения, реализующегося в условиях абразивного изнашивания. Наблюдаемое уменьшение износостойкости стали 95Х18 после охлаждения до –196°С (см. рис. 2) связано не только с уменьшением объема $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения, но и с повышенной хрупкостью высокоуглеродистого мартенсита охлаждения в условиях изнашивания.

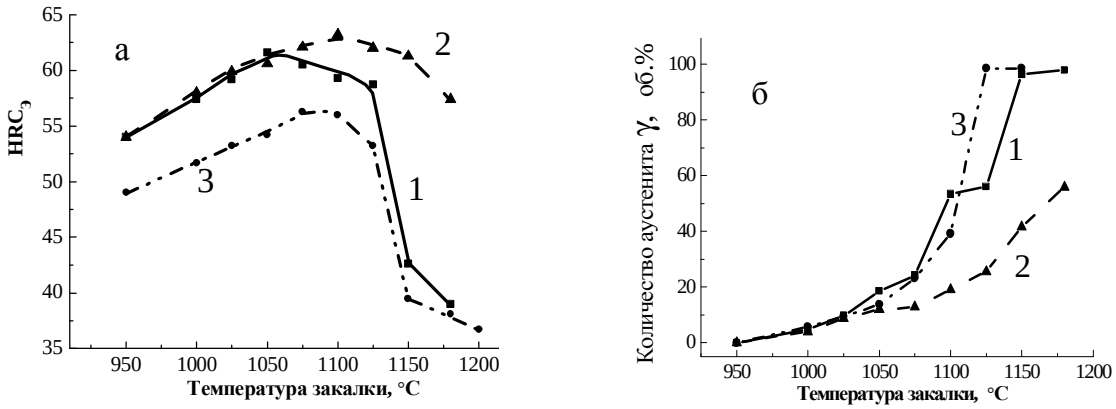


Рис. 1. Влияние температуры закалки на твердость (*а*) и количество остаточного аустенита (*б*): 1 – сталь 95Х18 после закалки в масле, 2 – сталь 95Х18 после закалки и охлаждения при -196°С, 3 – сталь 05Х18А1,0 после закалки в масле.

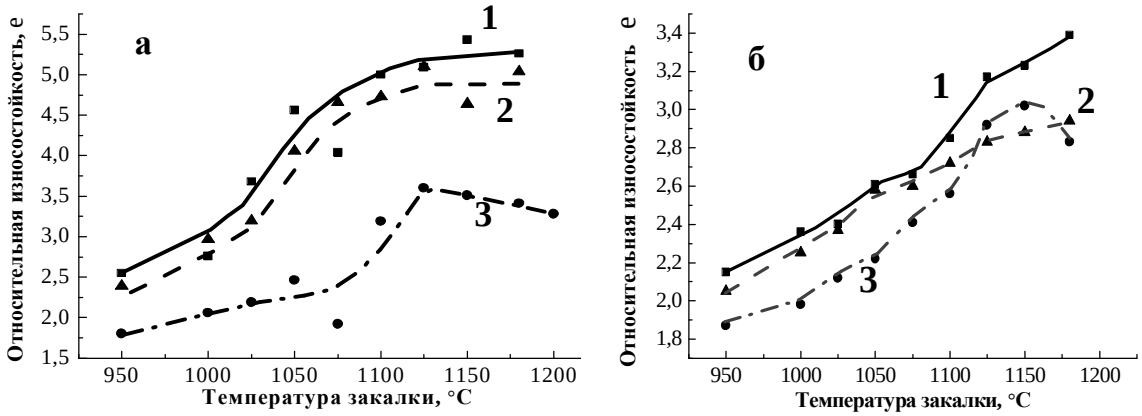


Рис. 2. Влияние температуры закалки на относительную износостойкость сталей при испытании по электрокорунду (*а*) и карбиду кремния (*б*): 1, 2, 3 – как на рис. 1.

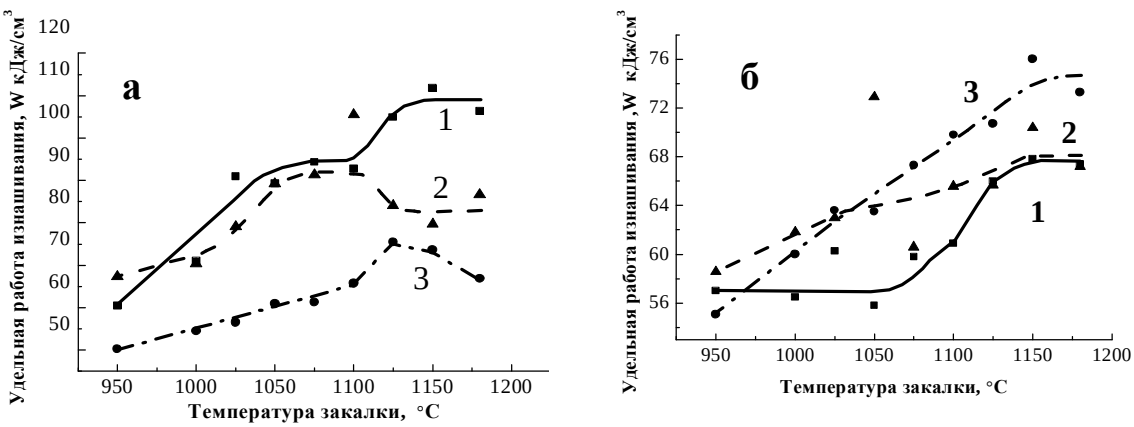


Рис. 3. Влияние температуры закалки на удельную работу изнашивания сталей при испытании по корунду (*а*) и карбиду кремния (*б*): 1, 2, 3 – как на рис.1.

При испытании по менее твердому абразиву – корунду (H ~ 20 ГПа) азотистая сталь значительно уступает в износостойкости стали 95Х18, как закаленной, так и обработанной холодом (см. рис. 2*а*). Высокоазотистая сталь характеризуется также пониженной микротвердостью поверхности изнашивания по сравнению со сталью 95Х18. Для разрушения корундом стали 05Х18А1,0 должна быть затрачена существенно меньшая удельная работа по сравнению с углеродсодержащей высокохромистой сталью (см. рис. 3*а*). Установленная более низкая абразивная износостойкость азотистой стали в значительной степени может быть обусловлена меньшей исходной твердостью и повышенной хрупкостью в условиях изнашивания азотистого мартенсита по сравнению с углеродистым мартенситом [2, 3], а также значительной хрупкостью азотистого α-мартенсита деформации [4]. При испытании стали 95Х18 по более твердому абразиву – карбиду кремния (H ~ 30 ГПа) наблюдается резкое снижение износостойкости и удельной работы изнашивания (см. рис. 2, 3), что свидетельствует о смене основного механизма изнашивания при переходе от корунда к карбиду кремния (по-видимому, при испытании по корунду стали 95Х18 нарушаются условия микрорезания). Для стали 05Х18А1,0, напротив, характерны близкие уровни износостойкости и работы изнашивания при испытании по обоим видам абразива, когда надежно реализуется механизм микрорезания. В результате при испытании по карбиду кремния различие в износостойкости углеродсодержащей и азотистой сталей уменьшается с ростом температуры закалки (см. рис. 2б): при $T_{зак}$ = 1125–1150°С износостойкость стали 05Х18А1,0 лишь незначительно ниже, чем у закаленной стали 95Х18, и даже превышает износостойкость углеродсодержащей стали, дополнительно обработанной холодом и имеющей значительно более высокую твердость (см. рис. 1*а*).

Рис. 4 показывает, что с ростом температуры закалки прослеживается тенденция к снижению уровней коэффициентов трения при скольжении сталей по закрепленным абразивным частицам. При испытании по карбиду кремния, когда для обеих сталей характерно развитие микрорезания, у высокоазотистой стали во всем интервале температур закалки отмечается повышенный коэффициент трения по сравнению со сталью 95Х18 (см. рис. 4*б*). Для аустенитной структуры стали с 1,0 мас.% азота не наблюдается пониженный (менее 0,3) коэффициент трения (см. рис. 4), характерный для сталей с 0,4–0,5 мас.% азота и обусловленный активизацией планарного скольжения в азотистом аустените при деформации трением [4].

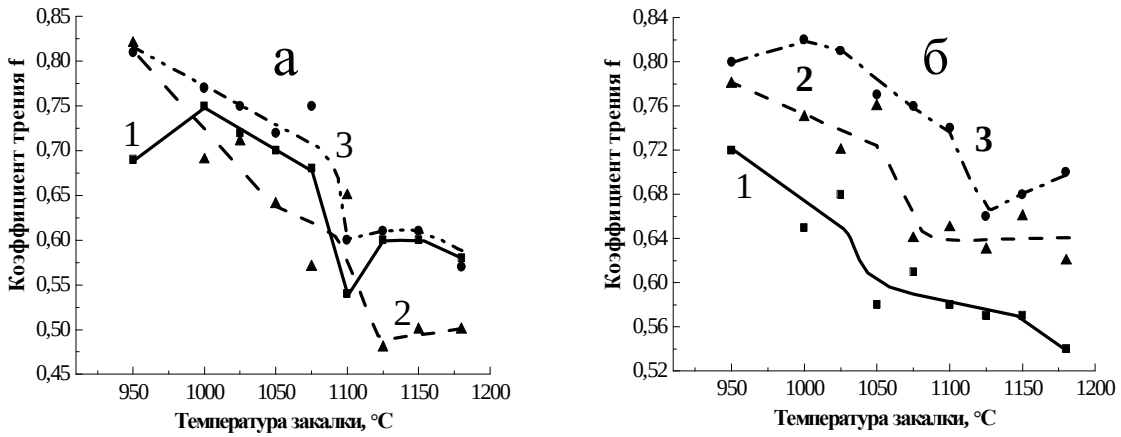


Рис. 4. Влияние температуры закалки на коэффициент трения сталей при испытании по электрокорунду (*а*) и карбиду кремния (*б*): 1, 2, 3 – как на рис.1.

Работа выполнена при поддержке гранта НШ-643.2008.3.

Список литературы

1. Гаврилюк В.Г. Физические основы азотистых сталей. В кн: Перспективные материалы, том II: Конструкционные материалы и методы управления их качеством. ТГУ, МИСИС. 2007, с. 3-74.
2. Макаров А.В., Коршунов Л.Г., Счастливцев В.М., Черненко Н.Л., Филиппов Ю.И. Структура, трибологические и механические свойства азотсодержащих высокохромистых сталей с мартенситной основой // ФММ, 2003, т. 86, № 4, с. 104-114.
3. Макаров А.В., Коршунов Л.Г., Счастливцев В.М., Черненко Н.Л. Износостойкость и структурные изменения поверхностного слоя азотсодержащих высокохромистых сталей мартенситного класса при абразивном воздействии и трении скольжения // ФММ, 1998, т. 86, № 4, с. 104-114.
4. Коршунов Л.Г., Гойхенберг Ю.Н., Терещенко Н.А., Уваров А.И., Макаров А.В., Черненко Н.Л. Износостойкость и структура поверхностного слоя азотсодержащих нержавеющих аустенитных сталей при трении и абразивном воздействии // ФММ, 1997, т. 84. № 5, с. 137-149.

МЕХАНИЧЕСКОЕ РАЗРУШЕНИЕ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СЕГНЕТОКЕРАМИКИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Дмитрук М. И., Кочергин И. В., Жога Л. В., Шпейзман В. В.*

Волгоградский государственный архитектурно-строительный университет, г.Волгоград, Россия
**Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, Россия*
levjog@mail.ru

Сегнетоэлектрические материалы в процессе их эксплуатации подвергаются воздействию электрических и механических нагрузок. В проблеме разрушения поликристаллической сегнетокерамики важным является вопрос – как влияет внешнее электрическое поле на развитие механического разрушения. Практически во всех работах отмечается снижение прочности материалов [1–3].

В [4] было показано, что время до разрушения (долговечность τ) хрупких тел под действием постоянной нагрузки в электрическом поле, несмотря на часто наблюдаемый большой разброс прочности и долговечности, при постоянной температуре можно описать формулой $\tau = Ae^{-B\sigma}$ (1), в котором A определяет эффективную энергию активации, а B – эффективный активационный объем процесса разрушения. Учтем дополнительно влияние пьезоэффекта в поляризованной сегнетокерамике и тогда долговечность может быть представлена в следующем виде:

$$\tau = \tau_0 \exp\frac{U_0 - V_{эф}^{\sigma}\sigma - V_{эф}^{E}bE - Vd\sigma E}{kT} \qquad (1)$$

где в случае механического нагружения, эффективный и истинный активационные объемы $V_{эф}^{\sigma} = nV^{\sigma}$, для электрического разрушения – $V_{эф}^{E} = qV^{E}$, аналогично V – эффективный активационный объем разрушения при пьезоэффекте. Введем обозначения

$$A_{ME} = \tau_0 \exp\frac{U_0 - V_{эф}^{E}bE}{kT} = \tau_0 \exp\frac{U(E)}{kT}, \quad B_{ME} = \frac{V_{эф}^{\sigma} + VdE}{kT} \text{ и } \tau = A_{ME}e^{-B_{ME}\sigma} \qquad (2)$$

Вычисление A_{ME} и B_{ME} будем производить по среднему значению прочности $\bar{\sigma}$ и вероятности разрушения W при постоянном σ в заданном опытом интервале времени от τ_{min} до τ_{max} [4].

Для проверки рассмотренного подхода к разрушению были проведены опыты по ступенчатому механическому нагружению при комнатной температуре дисков из поликристаллической сегнетокерамики состава ЦТС-19 при различных значениях электрического поля Средний размер зерна в образцах равнялся 4 мкм, пористость варьировалась от 17 до 20%. Механическое нагружение осуществлялось путем осесимметричного изгиба. Максимальные растягивающие напряжения рассчитывали по формуле для изгиба круглых пластин с недеформируемой нейтральной плоскостью [5]. Величина ступеньки подъема нагрузки равнялась $\Delta\sigma$ = 1,7 МПа, выдержка при постоянной нагрузке 900 с. За долговечность τ принималось время от последней подгрузки до разрушения образца.

Рассчитанные значения коэффициентов A_{ME} и B_{ME} приведены в табл.1. Как следует из рис.1, зависимость $U(E)$, рассчитанная через значение коэффициента A_{ME} и $\bar{\sigma}$ от напряженности электрического поля повторяют друг друга, а коэффициент B_{ME}, начиная с определенного значения $E \geq 3$ МВ/м, начинает расти. Уменьшение $\bar{\sigma}$ с ростом E по закону, близкому к линейному с коэффициентом 6,4 Н/В·м, наблюдается только при $E \geq 3$ МВ/м. При меньших E разрушающие напряжения сначала слегка возрастают, а затем возвращаются к значениям, близким к разрушающим напряжениям без электрического поля. Подобный вывод можно отнести и к величине прочности, которая соответствует долговечности τ = 1 с, и любым разрушающим напряжениям, измеренным при временах до 10^3 с. При значении B_{ME} =1,3 $МПа^{-1}$ можно определить эффективный активационный объем $V_{эф}^{\sigma} = 12 \cdot 10^{-27}$ $м^{-3}$.

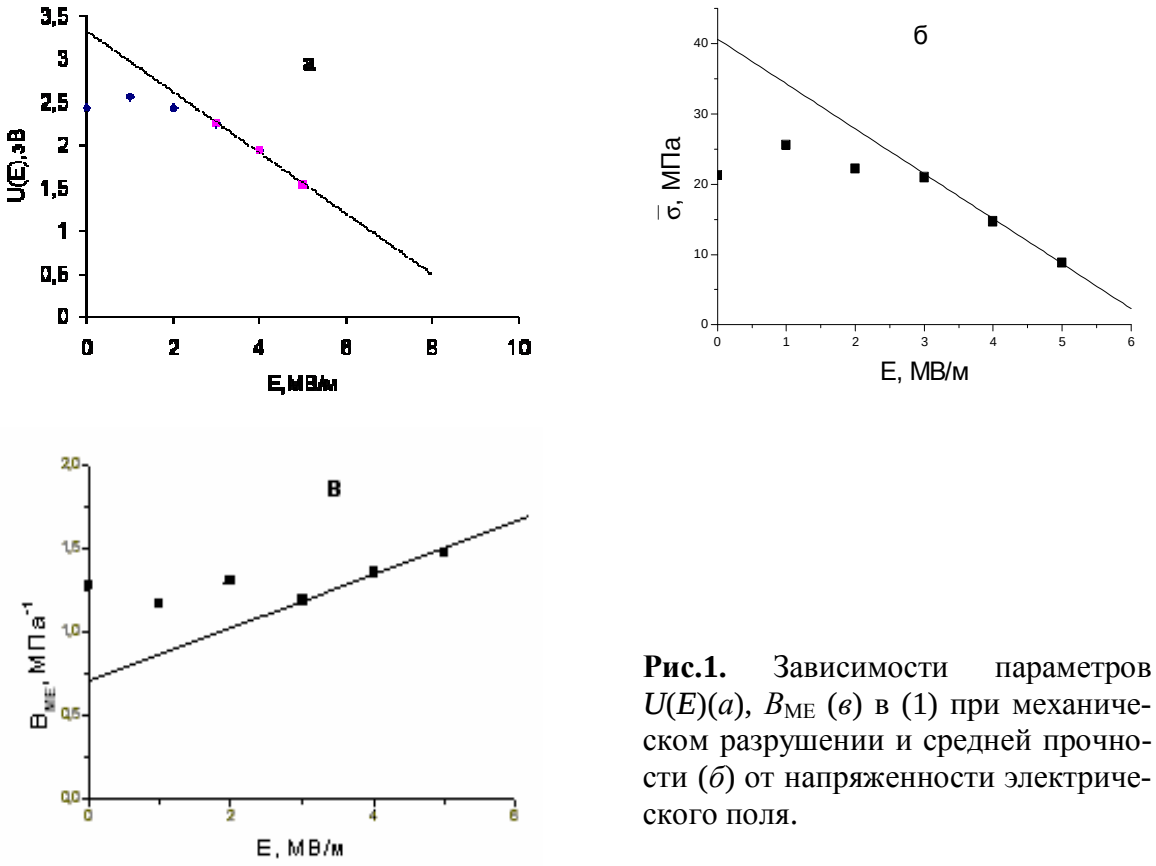


Рис.1. Зависимости параметров $U(E)$(*а*), B_{ME} (*в*) в (1) при механическом разрушении и средней прочности (*б*) от напряженности электрического поля.

Таблица 1. **Характеристики кинетики разрушения сегнетокерамики под действием механической нагрузки в присутствии электрического поля разной величины. *E* - -*P***

E, МВ/м	A_{ME}, с	B_{ME}, $МПа^{-1}$	$\overline{\sigma}$, МПа
0	10^{28}	1,31	21,3
1	10^{30}	1,17	25,6
2	10^{29}	1,31	22,2
3	10^{25}	1,19	21,0
4	10^{20}	1,36	14,7
5	10^{13}	1,47	8,8

Итак, результаты опытов указывают на кинетический характер механического разрушения в присутствии электрического поля. При этом вероятность разрушения в заданном интервале времен (величина, пропорциональная $V_{эф}$, как это следует из (2)) зависит от напряженности электрического поля, начиная с E >3 МВ/м. Небольшое упрочнение в слабых полях, наблюдаемое в интервале времен $1 – 10^3$ с, очевидно, связано с релаксационными процессами в структуре сегнетокерамики. Если предположить, что в (2) предэкспоненциальный множитель $\tau_0 = 10^{-13}$ с в исследованном интервале E и σ, то можно оценить энергию активации разрушения. При $E \leq 3$ МВ/м энергия примерно постоянна и равна 2,3 эВ, а при $E \geq 3$ МВ/м убывает с ростом напряженности электрического поля. Большой разброс значений прочности и долговечности отдельных образцов сегнетокерамики вызван неоднородностью структуры и большим числом дефектов различной природы. Приведенные выше данные по кинетике разрушения в присутствии постоянного электрического поля показывают, что средние значения долговечности и прочности связаны между собой выражением вида (2).

Список литературы

1. Крамаров С.О. Физические основы разрушения сегнетоэлектриков: Автореф. дисс. … докт. физ.-мат. наук. – ИПМ им. И.Н. Францевича АН УССР. Киев, 1988. – 43 с.
2. Крамаров С.О., Кривцова А.В., Беляев А.В. Механическая прочность сегнетокерамики системы ЦТС во внешнем электрическом поле // Тезисы докладов IX Всесоюзного совещания по сегнетоэлектричеству. 24-26 сентября 1979г. Ростов-на-Дону. – ч. II. – С. 105.
3. Бесконечная анизотропия пьезоэффекта в сегнетокерамике на основе $PbTiO_3$ / Дулькин Е.А., Гребенкина Л.И., Макарьев Д.И., Клевцов А.Н. Гариляченко В.Г. // Письма в ЖТФ. – 1999. – 25. – № 22 – С. 21-25.
4. Жога Л.В., Шильников А.В., Шпейзман В.В. Влияние электрического поля на разрушение сегнетокерамики // ФТТ. – 2005. – Т. 47. – в. 4. – С. 628-632
5. Витман Ф.Ф., Уфлянд Я.С., Иоффе Б.С. О вычислении напряжений при изгибе тонких стеклянных пластинок // Прикладная механика. – 1970. – 6. – 5. С. 122-125

ИЗМЕНЕНИЕ МОРФОЛОГИИ ПОВЕРХНОСТИ РЕКРИСТАЛЛИЗОВАННЫХ ФОЛЬГ Mo И W В ПРОЦЕССЕ ИХ РАСТЯЖЕНИЯ В СВЕРХВЫСОКОМ ВАКУУМЕ

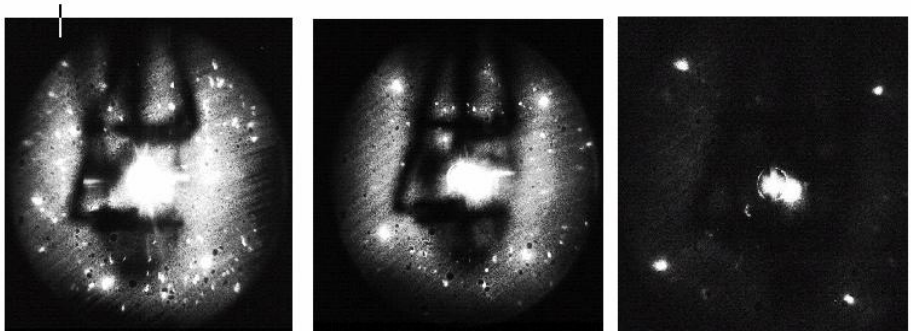
Князев С. А., Корсуков В. Е., Обидов Б. А., Горобей В. Н.*, ЧернышенкоА. А.*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
**ФГУП «ВНИИМ им. Д.И. Менделеева», Санкт-Петербург, Россия*
vjacheslav.korsukov@mail.ioffe.ru

Работа является продолжением серии экспериментов по исследованию структурных изменений на поверхности твердых тел при механическом воздействии, проводимых в ФТИ им. А.Ф. Иоффе [1–5]. Образцами служили фольги Mo и W размерами 20x5x0,02 мм^3. Методами дифракции медленных электронов (ДМЭ) и электронной оже спектроскопии (ЭОС) производился мониторинг поверхности в процессе рекристаллизации и одноосного растяжения.

Подготовка поверхности образцов состояла из чередования прогревов в сверхвысоком вакууме (СВВ) с целью рекристаллизации и в кислороде для очистки поверхности. Температуру прогрева в СВВ варьировали в пределах 1400÷2000K, температуру прогрева в атмосфере кислорода при парциальном давлении от 10^{-4} до 10^{-5} Па варьировали в пределах 1200÷1500K. Время прогрева также варьировалось от нескольких минут до нескольких часов.

Из картин ДМЭ, представленных на рис. 1, следует, что в процессе собирательной рекристаллизации происходит укрупнение зерен. Отдельные блочные структуры разориентированы как относительно поверхности фольги, так и нормали к ней [6–8]. На последнем этапе рекристаллизации на поверхности образуются отдельные блоки, состоящие из доминирующей грани (100) со структурой 1x1. Разориентация отдельных блоков друг относительно друга составляет 3º–10º.



а) *б*) *в*)

Рис. 1. Изменение картин ДМЭ при рекристаллизации молибдена.

Данные по влиянию одноосного растяжения на картины ДМЭ приведены на рис. 2. На рис. 2*a* и 2*b* показано изменение одного из рефлексов грани (100) Mo (выделен на рис. 1*c*) в процессе одноосного растяжения. Фиксировались изменения картин дифракции на участке, находившемся в непосредственной близости к месту разрыва образца. Из сравнения рисунков видно, что происходит размывание основного интенсивного рефлекса и появление слабых рефлексов. Это свидетельствует о деструкции грани (100) и образовании множества мелких кристаллитов. Действующее напряжение одноосного растяжения при этом было 360 МПа, что составляло ~90% от разрывной нагрузки. На рис. 3 показаны картины ДМЭ от поверхности *W* фольги на разных этапах рекристаллизации.

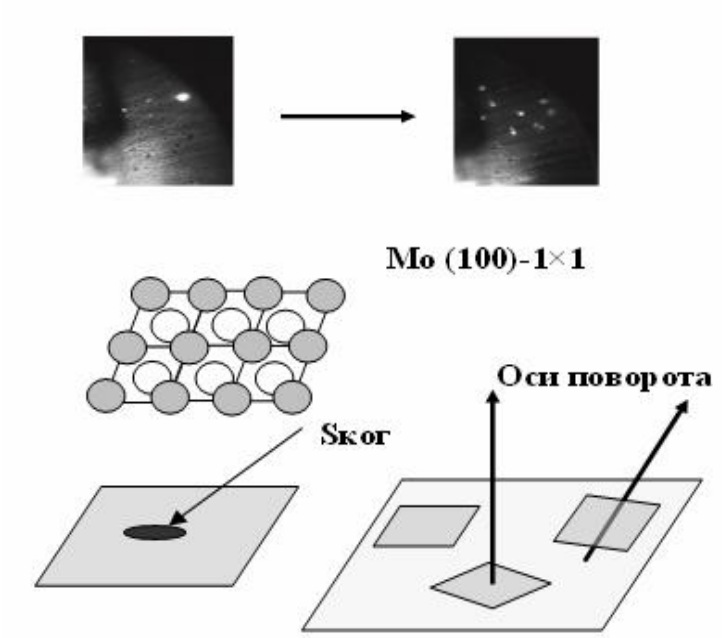
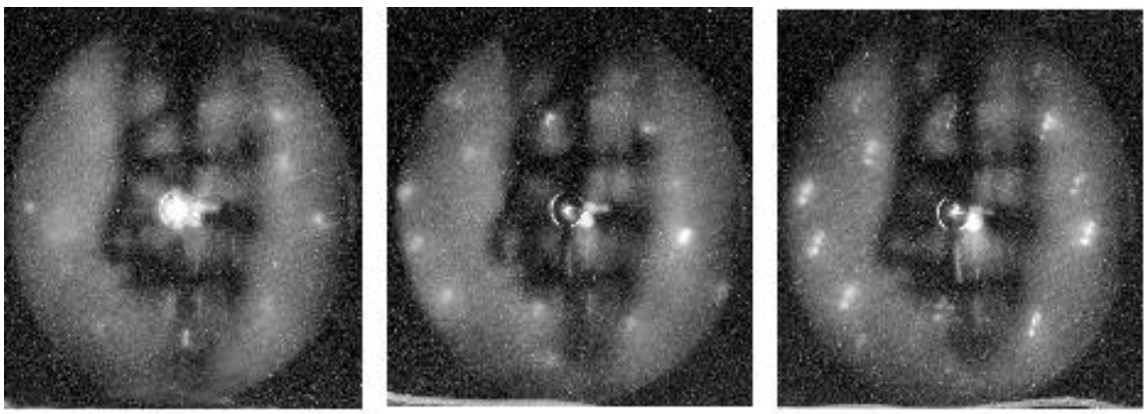


Рис. 2. Изменение картин ДМЭ и схема разворота блочных структур на поверхности при одноосном растяжении образца.

На рис. 3*a* представлена картина ДМЭ от рекристаллизованной *W* фольги, когда на поверхность выходит грань (112) со структурой 1x1, характерной для чистой монокристаллической поверхности.

Дополнительные эксперименты с использованием метода интегральных картин ДМЭ показали, что расщепление рефлексов на дифракционной картине (рис. 3*b*,*c*) свидетельствуют о наличии на поверхности систем трех блочных структур, разориентированных друг относительно друга на углы ~3°.

На рис. 4 показано изменение картин ДМЭ от поверхности нагруженной фольги и предлагаемая схема изменения блочной структуры. Приложение растягивающих усилий при нагрузках ~800 МПа вдоль направления прокатки вольфрамовой фольги приводит к самоорганизованной переориентации блочных структур в направлении [111].



а) *б*) *в*)

Рис.3. Изменение картин ДМЭ при рекристаллизации W.

Представленные выше результаты свидетельствуют о том, что структурные изменения на поверхности Mo и W фольг в процессе механического и термического воздействий отличаются большим разнообразием.

Предлагаемая картина изменения морфологии поверхности для W является вероятной, но не единственной, так как процесс интерпретации картин ДМЭ относится к классу обратных задач. Для окончательного решения задачи необходимо их дополнить результатами измерений геометрии поверхности зондовыми методами, такими как сканирующая туннельная и атомно-силовая микроскопия.

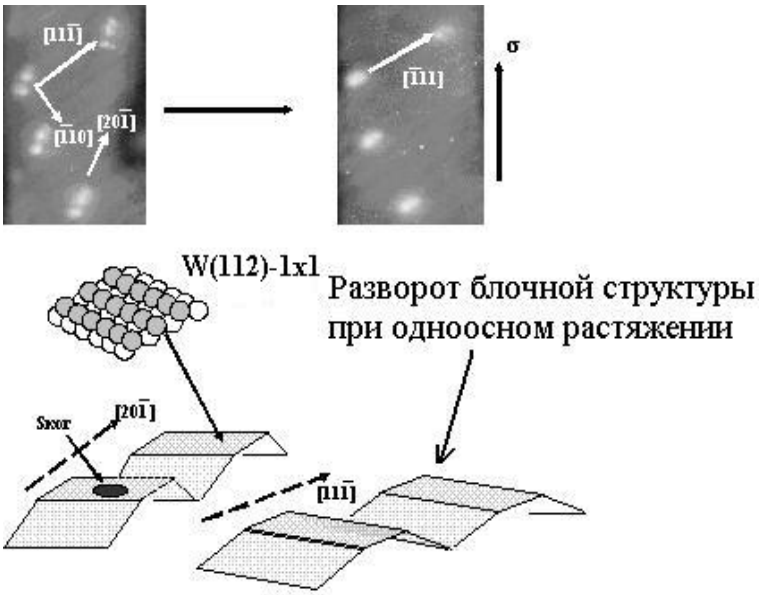


Рис. 4. Структурные изменения поверхности рекристаллизованного вольфрама при одноосном растяжении

Список литературы

1. Корсуков В.Е., Князев С.А., Лукьяненко А.С., Назаров Р.Р. ФТТ, **30**, 2380 (1988).
2. Корсуков В.Е., Князев С.А., Лукьяненко А.С., Назаров Р.Р. ФТТ, **38**, 113 (1996).
3. Князев С.А., Корсуков В.Е. Письма в ЖТФ, **24**, в. 13, 64 (1998).
4. Князев С.А., Корсуков В.Е. ФТТ, **47**, 133-136 (2005).
5. Князев С.А., Корсуков В.Е., Корсукова М.М., Пронин И.И., Schierbaum K. ЖТФ, **77**, в. 8, 140 (2007).
6. Зырянов Г.К., Князев С.А., Махнюк В.П. ЖТФ, **45**, 666 (1975).
7. Оура К., Лифшиц В.Г, Саранин А.А. и др. Введение в физику поверхности, М.: Наука, 2006. 490 С.

ВЛИЯНИЕ МИКРОДЕФЕКТНОЙ СТРУКТУРЫ И ОРИЕНТАЦИОННЫХ ФАКТОРОВ НА РАЗРУШЕНИЕ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ФОЛЬГ АЛЮМИНИЯ

Бадиян Е. Е., Тонкопряд А. Г., Шеховцов О. В., Шуринов Р. В., Зетова Т. Р.

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, Харьков, Украина
Evgeny.E.Badiyan@univer.kharkov.ua

Важное значение для понимания физической природы пластической деформации и разрушения поликристаллических образцов представляют исследования возникновения и развития их микродефектной структуры. Несмотря на то, что существует достаточно большое количество физических моделей микромеханизмов разрушения [1–3], вопрос о закономерностях возникновения в нагруженном материале областей разуплотнения и их трансформации в макроскопическую трещину остается на сегодняшний день открытым.

В настоящей работе проведены исследования влияния микродефектной структуры и ориентационных факторов на разрушение двумерных поликристаллов алюминия (чистота 99,96%) с различным средним размером зерна $\bar{d} = 0{,}2 \div 15$ мм, которые получали путем подбора режима термомеханической обработки. Толщина об-

разцов составляла 150 мкм, размеры рабочей части – 60х20 мм^2. Зеренную структуру выявляли методом химического травления. Механические испытания образцов осуществляли растяжением в условиях активного нагружения с постоянной скоростью деформации $\dot{\varepsilon} = 10^{-5} c^{-1}$. За возникновением и развитием трещины следили *in situ* с использованием цифровой камеры [4]. Кристаллографическую ориентацию зерен определяли рентгенографически с использованием метода Лауэ. Плотность образцов определяли методом гидростатического взвешивания.

В результате проведенных исследований установлено, что в образцах со средним размером зерна $\bar{d} = 7 \div 15$ мм имеет место, как правило, транскристаллитное разрушение; для образцов с размером зерна $\bar{d} = 0{,}2 \div 2$ мм характерно зернограничное разрушение.

Хорошо известно, что необходимым условием для зернограничного разрушения поликристаллических образцов является наличие границ зерен общего типа. Экспериментальные результаты, полученные в настоящей работе, показывают, что первопричиной зернограничного разрушения является не тип границ зерен, а наличие на границах пор, которые образуются, как правило, на границах зерен общего типа. В процессе рекристаллизационного отжига в образцах с сильно искаженной структурой и высокой концентрацией избыточных вакансий одновременно с рекристаллизацией происходит образование пор путем коалесценции неравновесных вакансий, как правило, на границах зерен. Образование таких дефектов, как поры на границах, во-первых, препятствует рекристаллизации; во-вторых, не дает сформироваться границе специального типа или близкой к ней; в третьих, приводит к возникновению при пластическом деформировании в области пор микротрещин (рис. 1). Как показывают эксперименты, термомеханическая обработка с использованием метода критических деформаций [5] приводит не только к укрупнению зерен, но и к уменьшению плотности пор и увеличению плотности образца. Плотность образца возрастает с увеличением размера зерна (рис. 2). Металлографические исследования показывают, что в таких образцах при травлении обнаруживаются единичные поры на отдельных границах. Аттестация границ зерен в практически беспористых (крупнозернистых) образцах показала, что большая их часть оказывается специальными или близкими к ним. Разрушение таких образцов чаще всего носит транскристаллитный характер.

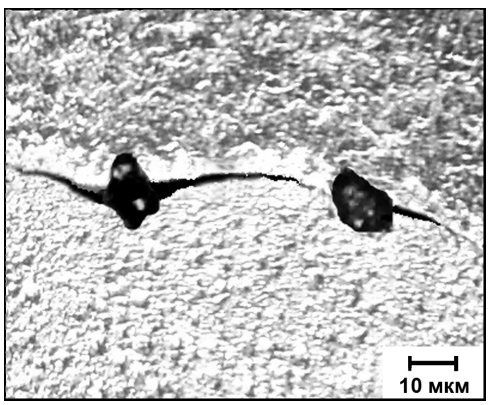


Рис. 1. Возникновение микротрещин в порах на границах зерен поликристаллического образца алюминия ($\bar{d} = 1$ мм, e =10%)

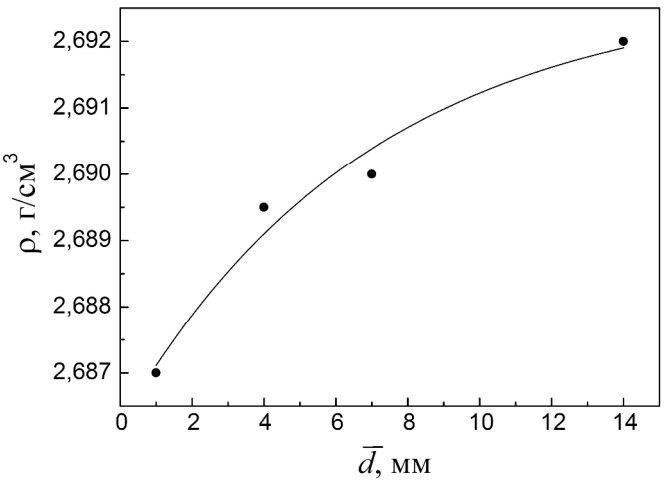


Рис. 2. Плотность ρ в зависимости от среднего размера зерен $\bar{d}$ в образцах алюминиевой фольги, полученных с использованием метода критических деформаций

В результате проведения экспериментальных исследований установлено, что особую роль в процессе разрушения крупнокристаллических образцов играют зерна с кристаллогеометрической ориентацией $[\bar{1}13](411)$ (ось растяжения практически совпадает с кристаллографическим направлением $[\bar{1}13]$, а свободная поверхность зерна близка к кристаллографической плоскости (411)) (рис. 3).

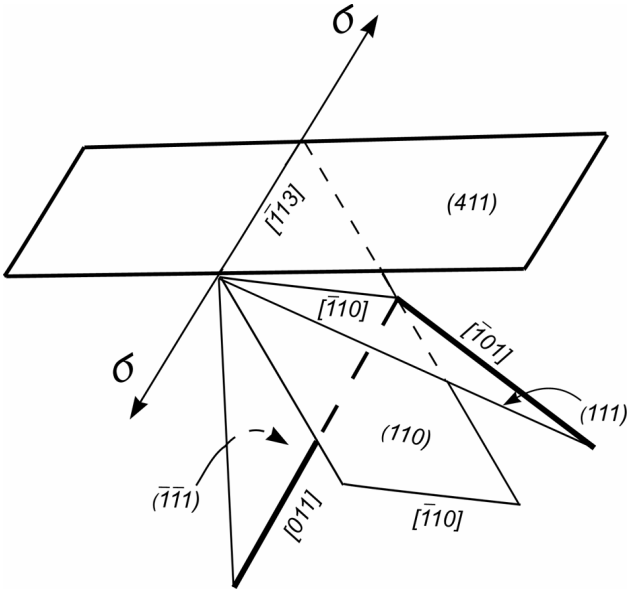


Рис. 3. Кристаллогеометрическая схема двойного скольжения в зерне с ориентацией $[\bar{1}13](411)$

Макроскопические трещины зарождаются в зернах с такой ориентацией или же проходят через них в процессе разрушения. При этом рассматриваемые зерна либо изначально имеют необходимую кристаллогеометрическую ориентацию, либо приобретают эту ориентацию в процессе пластической деформации.

Согласно данным рентгенографических и металлографических исследований, в зернах с исходной ориентацией $[\bar{1}13](411)$ пластическая деформация, по-видимому, сразу имеет характер двойного скольжения (рис.3). В испытавших переориентацию зернах последовательность деформационных процессов выглядит так: деформация по первичной системе скольжения – переориентация кристаллической решетки – активизация сопряженной системы скольжения – двойное скольжение – разрушение. В обоих случаях кристаллогеометрическая ориентация $[\bar{1}13](411)$ связана с двойным скольжением, схема которого представлена на рис. 3. По-видимому, взаимодействие дислокаций в пересекающихся системах скольжения $(111)[\bar{1}01]$ и $(\bar{1}\,\bar{1}\,1)[011]$ делает эту ориентацию неустойчивой по отношению к разрушению.

Таким образом, полученные результаты показывают, что причиной зернограничного разрушения мелкокристаллических образцов является наличие на границах преимущественно общего типа пор (микронесплошностей), а транскристаллитное разрушение крупнокристаллических образцов имеет кристаллографическую природу и связано с определенной кристаллографической ориентацией зерна, неустойчивой по отношению к разрушению.

Список литературы

1. В.М. Финкель, Физика разрушения, Металлургия, Москва (1970).
2. В.В. Рыбин, Большие пластические деформации и разрушение металлов, Металлургия, Москва (1986).
3. И.И. Новиков, В.А. Ермишкин, Микромеханизмы разрушения металлов, Наука, Москва (1991).
4. E.E. Badiyan, A.G. Tonkopryad, O.V. Shekhovtsov et al., *Functional Materials*, **3**, 411 (2006).
5. Теория и практика выращивания кристаллов: пер. с англ., под ред. Д.Е. Темкина и Е.И. Гиваргизова, Металлургия, Москва (1968).

ЗАВИСИМОСТЬ ТЕМПЕРАТУРЫ НАЧАЛА МАРТЕНСИТНОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ ОТ РАЗМЕРА ЗЕРНА

Кащенко М. П., Чащина В. Г.

Уральский государственный лесотехнический университет, Екатеринбург, Россия
mpk46@mail.ru

Обсуждаемая проблема возникла давно после экспериментального обнаружения [1] резкого падения температуры M_s начала спонтанного (при охлаждении) реконструктивного мартенситного превращения в случае, если уменьшающийся размер зерна D (при неизменном химическом составе) достигал критического размера D_c порядка 1мкм. Как было продемонстрировано в [2], имеет место и зависимость D_c от химического состава исходного аустенита. В частности, результаты [2] показывают, что переход от состава Fe–31Ni к составу Fe–31Ni–0.28C сопровождается снижением значений M_s для монокристаллов (от $M_{s1} \approx 235$К до $M_{s2} \approx 166$К) с одновременным возрастанием D_c от $D_{c1} \approx 1$мкм до $D_{c2} \approx 10$мкм. Цель данной работы – показать, что наблюдаемые зависимости M_s от размера зерна и состава сплава естественно объясняются при развитии динамической теории [3, 4]. В форме сжатых тезисов этот вопрос уже затрагивался в [5].

Прежде всего, аксиоматика динамической теории [3,4] формирования мартенситных кристаллов дополняется соотношением масштабов [6]:

$$d \sim 10^{-2} L \sim 10^{-2} D, \qquad (1)$$

играющим фундаментальную роль для понимания особенностей процесса зарождения мартенсита и, в частности, при интерпретации зависимости $M_s(D)$. В (1) d – поперечный размер начального возбужденного состояния в форме вытянутого прямоугольного параллелепипеда, построенного на собственных векторах тензора упругих деформаций, создаваемых дислокационным центром зарождения (ДЦЗ), а L, в общем случае – размер области вблизи ДЦЗ, свободной от других дислокаций. При зарождении в зернах $L \approx \frac{1}{2} D$ для единственного ДЦЗ в центре зерна и $L \approx D$ для ДЦЗ вблизи границы зерна. При нескольких ДЦЗ в зерне (1) имеет вид:

$$D \approx 10^2 \cdot n \cdot d, \qquad (2)$$

где $n \geq 1$, причем неравенства $1 \leq n \leq 2$ могут отвечать единственному ДЦЗ.

Удельная (на единицу объема) поверхностная энергия зародыша в форме вытянутого параллелепипеда с поперечным размером d пропорциональна d^{-1}. С учетом (1) это означает, что энергия границы раздела фаз пропорциональна $10^2 D^{-1}$. Обычная (но не достаточно корректная вдали от равновесия) термодинамическая схема распределения разности свободных энергий фаз тогда дает:

$$M_S(D) = M_{S\infty}(1 - D_c/D), \qquad (3)$$

где $M_{S\infty} = M_S(\infty)$ – температура M_S в идеальном монокристалле, а D_c – критический размер зерна (абсолютная температура $M_S(D_c) = 0$). В случае, если в соседнем зерне имеется скопление дислокаций, создающих (согласно соотношению Холла–Петча), напряжение $\sigma \sim D^{-1/2}$, и σ дает решающий вклад в работу создания границы раздела фаз, то вместо (3) можно ожидать зависимость

$$M_S(D) = M_{S\infty}(1 - (D_c/D)^{1/2}). \qquad (4)$$

Наиболее интересна интерпретация данных [2] об $M_S(D)$ как зависимостей $T^*(D)$ оптимальной температуры генерации (см. главу 4 в [3, 4]). В этом случае квантовомеханическое соотношение неопределенностей для энергии и времени:

$$\Delta\varepsilon\cdot\Delta\tau \geq \hbar/2 \qquad (5)$$

при учете (2) позволяет ввести размер зерна через вклад $\Gamma(d) \approx \hbar\, v_s\, d^{-1}$ (где $\hbar$ – постоянная Планка, а $v_s \approx 10^6$ мс$^{-1}$ – групповая скорость *s*-электронов) в полное затухание Γ для s –электронов. Действительно, найдем вклад в затухание $\Gamma(D)$, связанный с масштабом *d*. Характерное время пересечения области с таким размером s-электронами

$$\tau_s \approx d/v_s. \qquad (6)$$

В соответствии с соотношением неопределенностей (5), величина

$$\hbar\Gamma(d) \approx \hbar/2\tau_s \approx \hbar v_s/2d. \qquad (7)$$

Благодаря соотношению масштабов (2), формулу (7) можно переписать в виде, явно содержащем размер зерна:

$$\hbar\Gamma(d) \approx n10^2\hbar v_s/(2D) \equiv \hbar\Gamma(D). \qquad (8)$$

На плоскости безразмерных переменных

$$T' = (k_B T)\,|\varepsilon_d-\mu|^{-1}, \quad \Gamma' = \Gamma(2\,|\varepsilon_d-\mu|)^{-1}, \qquad (9)$$

где k_B –постоянная Больцмана, как показано в [3, 4], существует область, которую можно рассматривать в качестве оптимальной для поддержания волн, управляющих ростом кристаллов. Дело в том, что именно в этой области значений параметров Γ' и T' максимальных значений достигают неравновесные добавки к функциям распределения электронов, обеспечивая необходимый для генерации волн уровень инверсной разности населенности пар электронных состояний.

Учтем, что населенность генерирующих 3*d*-электронов обусловлена, в основном, процессами *d*-*s*-*d* рассеяния [3, 4]. Тогда для диапазона отклонений $|\varepsilon_d-\mu|$ энергии генерирующих 3d-электронов от уровня Ферми μ выполняется условие:

$$|\varepsilon_d-\mu| = \hbar\Gamma/2. \qquad (10)$$

В (10) полное затухание Γ для s-электронов содержит аддитивные вклады:

$$\Gamma = \Gamma(T) + \Gamma(C) + \Gamma(d), \qquad (11)$$

описывающие рассеяния: $\Gamma(T)$ – на термически активируемых квазичастицах (фононы, магноны); $\Gamma(C)$ – на примесях (компонентах сплава), где *C* – концентрация примеси; $\Gamma(d)$ – на динамической неоднородности с характерным размером *d*.

Задавая в области оптимальной для генерации явный вид функциональной связи между Γ' и T' и подставляя Γ из (11), можно найти вид зависимости $T'(D)$, используя (8). Например, описание линии 2 на рис.4.4 в [3,4], ограничивающей область оптимальных значений параметров Γ' и T', можно приближенно задать параболической интерполяцией:

$$A - \Gamma' = B\,(T')^2, \qquad A \approx 1,\ B \approx 4. \qquad (12)$$

Без учета вклада $\Gamma'(T)$ в затухание Γ' электронов из (12) и (11) находим:

$$T'(D) = B^{-1/2}\,[A-\Gamma'(C)-\hbar\, n\, 10^2 v_s\,(4D\,|\varepsilon_d-\mu|)^{-1}]^{1/2}. \qquad (13)$$

В (13) $|\varepsilon_d-\mu| \approx 0.2$эВ – диапазон отклонений энергии генерирующих 3*d*-электронов от уровня Ферми μ, *A* и *B* – постоянные. Отождествляя зависимость $T'(D)$ с $M_S(D)$, легко представить (13) в виде:

$$M_S(D) = M_{S\infty}\sqrt{1-D_c/D}\,, \qquad M_{S\infty} = M_S(\infty) = |\varepsilon_d-\mu|\,\frac{1}{k_B}\sqrt{\frac{A-\Gamma'_e}{B}} \qquad (14)$$

В (14) Γ'_e – относительное эффективное затухание *s*-электронов, включает, наряду с $\Gamma'(C)$, в общем случае и вклад, обусловленный динамическим формированием двойниковой структуры, а критический размер зерна дается формулой:

$$D_c = \frac{\mathbf{h}\, n 10^2\, v_s}{4\left|\varepsilon_d - \mu\right|(A - \Gamma_e')}. \qquad (15)$$

При учете вклада $\Gamma(T)$ в простейшем линейном варианте:

$$\hbar\,\Gamma(T) = a_0 k_B T, \qquad (16)$$

где a_0 - безразмерный параметр, (14) обобщается:

$$M_S(D) = \{\frac{-a_0}{4B} + \sqrt{\left(\frac{a_0}{4B}\right)^2 + (A - \Gamma_e')\frac{[1 - D_c / D]}{B}}\}\,\frac{\left|\varepsilon_d - \mu\right|}{k_B}. \qquad (17)$$

Заметим, что в (17) можно ввести систематическую коррекцию, учитывая отклонение от линейной зависимости (16) изменением параметра a_0. Кроме того, учитывая физический смысл параметра Γ, из соотношения неопределенностей (5), определения (9) и условия (10) следует важное неравенство:

$$\Gamma'_e \le 1. \qquad (18)$$

Фактически, неравенство (18) в области переменных Γ′ и T'' играет роль обобщенной фазовой диаграммы, позволяющей объяснить существование предельных концентрационных диапазонов второй компоненты сплава при протекании мартенситных превращений, управляемых волновым процессом, поддерживаемым неравновесными электронами. Из (15) очевидно, что при $A = 1$ приближение Γ'_e к предельному значению сопровождается резким нарастанием D_c. Вблизи особой точки $\Gamma'_e = 1$, когда $M_{S\infty}$ близка к абсолютному нулю, приближенная интерполяция (12) может модифицироваться, что ведет к изменению (17), сохраняя, однако, (15).

Поскольку формулы (14), (15) и (17) позволяют полностью воспроизвести зависимости [2], предпочтение отдается именно выводам динамической теории.

Список литературы

1. Scheil E. Über die Umwandlung des Austenit in geharten Stahle. – Z. anorg. Chem., 1929, 180, S. 1-6.
2. Umemoto M. and Owen W. S. Effects of austenitizing temperature and aaustenite grain size on the formation of athermal martensite in an iron-nickel and an iron-nickel-carbon alloy// Metallurgical transactions, 1974, vol.5, p. 2041-2046.
3. Кащенко М. П. Волновая модель роста мартенсита при γ–α превращении в сплавах на основе железа. Екатеринбург: УИФ “Наука”, 1993. 224с.
4. Kashchenko M.P. The wave model of martensite growth for the FCC-BCC transformation of iron-based alloys. arXiv: cond-mat/0601569 v3 4 Feb 2006.
5. Кащенко М.П., Чащина В.Г. Критический размер зерна при зарождении кристалла мартенсита в упругом поле дислокации. XIX Уральская школа металловедов – термистов: «Актуальные проблемы физического металловедения сталей и сплавов», посвященная 100-летию со дня рождения академика В.Д. Садовского. Екатеринбург, 4-8 февраля 2008г.: сборник материалов, Екатеринбург: УГТУ-УПИ. 2008. С. 42.
6. Кащенко М.П., Чащина В.Г. Соотношение пространственных масштабов при зарождении мартенсита в упругом поле дислокации. С. 242-249. В кн. : V Международная научная конференция «Прочность и разрушение материалов и конструкций»: Материалы конференции. -Т.2, 12-14 марта 2008 г.- Оренбург, Россия/ Науч. ред. – С.Н. Летута, Г. В. Клевцов: ИПК ГОУ ОГУ, 2008. 424с.

КРИСТАЛЛОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КОРОТКОВОЛНОВОЙ ПЕРЕТАСОВКИ ПРИ ГЦК – ГПУ МАРТЕНСИТНОМ ПРЕВРАЩЕНИИ

Чащина В. Г.

Уральский государственный лесотехнический университет, Екатеринбург, Россия
mpk46@mail.ru

Успешная интерпретация в рамках концепции управляющего волнового процесса [1,2] реконструктивного ГЦК-ОЦК мартенситного превращения, как и ОЦК-ГПУ перестройки [3–5], ставят вопрос и об идентификации динамического механизма управления при ГЦК-ГПУ (γ–ε) мартенситном превращении. Особенностью этого варианта превращения является наличие плотноупакованных плоскостей в исходной и конечной фазе. Данное обстоятельство порождает возможность реализации «перетасовочного» механизма превращения, меняющего последовательность укладки плотноупакованных плоскостей ABCABCABC для ГЦК решетки на последовательность ABABABAB для ГПУ решетки.

В частности, в [6] предложена схема такой перетасовки, суть которой наглядно отражает рис.1.

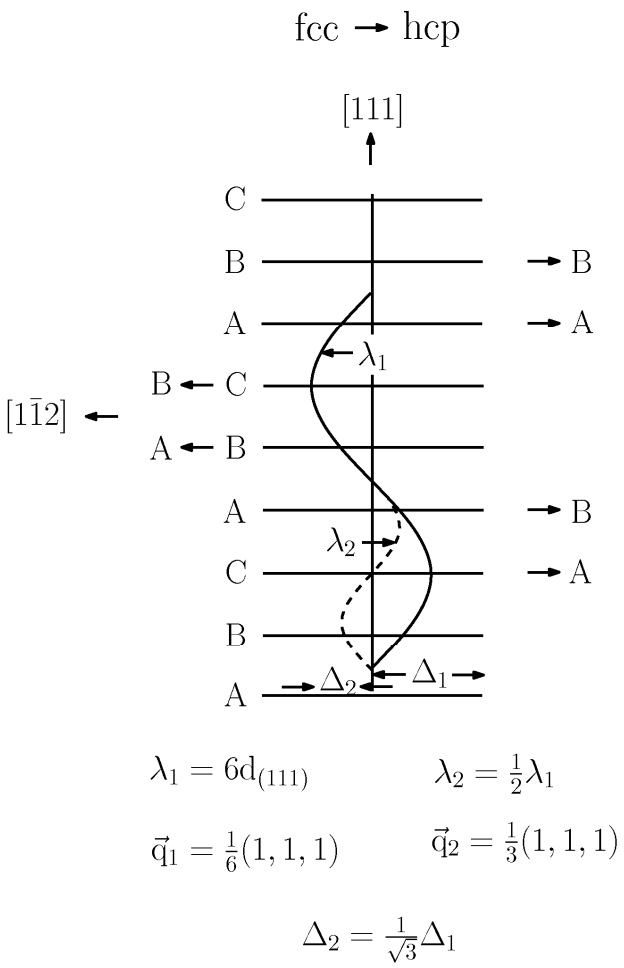


Рис.1. Вариант перетасовочных смещений для ГЦК-ГПУ перестройки, предложенный в [6].

Из рис.1 видно, что пара чисто поперечных статических смещений с кратными длинами волн, при вполне определенных фазовых соотношениях, действительно, описывает требуемую для ГЦК-ГПУ смену порядка укладки плоскостей. Однако, как отмечалось в [6] и [7], никаких аномальных «смягчений» на фононных дисперсионных кривых вдоль оси симметрии третьего порядка в исходной ГЦК-фазе не наблюдается. Это не означает, что схемы коротковолновых смещений не имеют смысла. Действительно, ГЦК-ГПУ превращение – переход первого рода, и анализ устойчивости требуется вести по отношению к комбинациям волн конечных амплитуд с учетом ангармонизма. Кроме того, схему чисто поперечных смещений, скорее всего, следует дополнить коротковолновыми продольными смещениями, поскольку при наличии фазы растяжения в направлении, ортогональном к направлению перетасовочного сдвига, понижается сопротивление к сдвигу за счет увеличения расстояния между смещаемыми плоскостями.

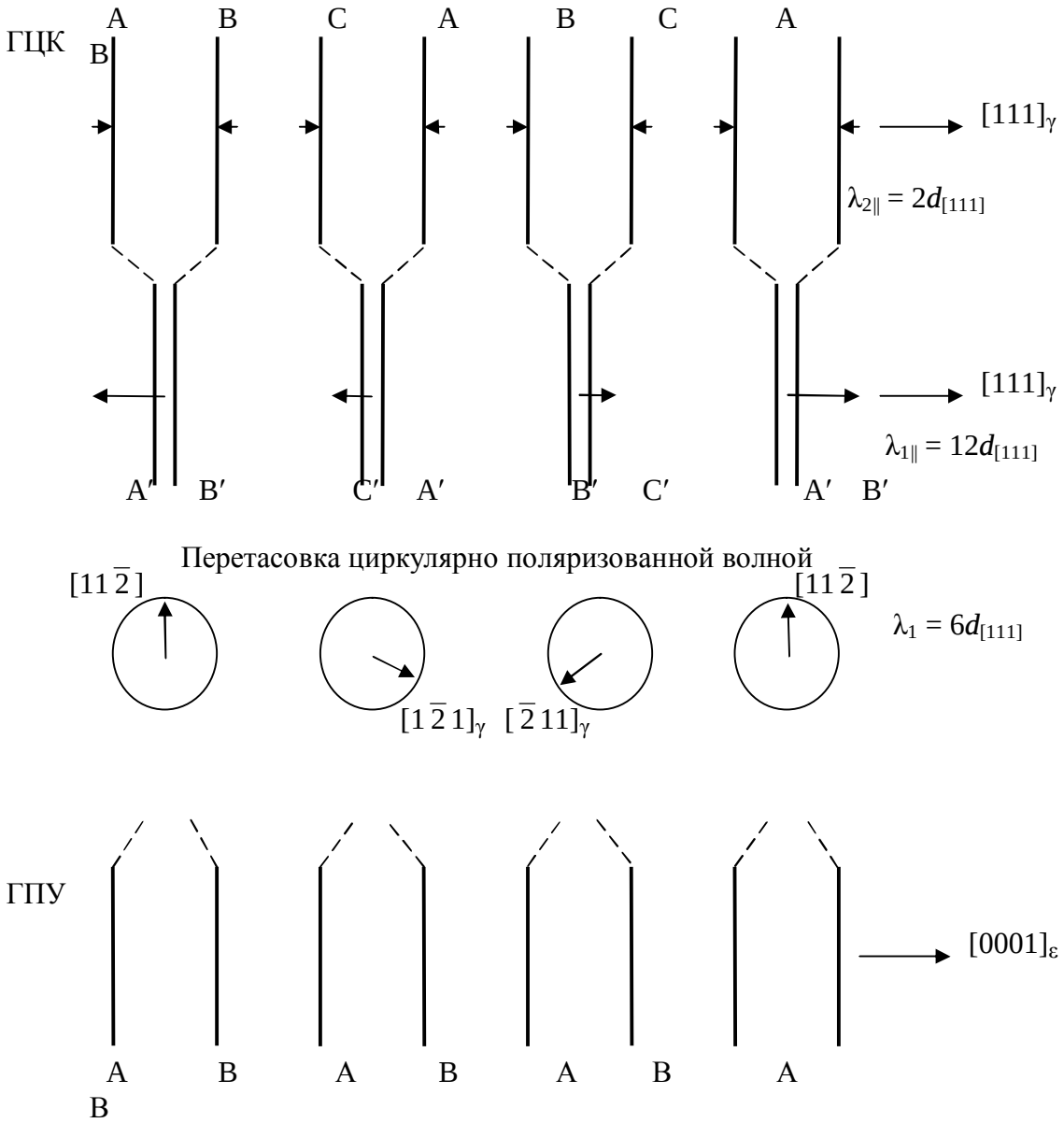


Рис. 2. Вариант ГЦК-ГПУ динамической перестройки с участием пары продольных волн и циркулярно поляризованной поперечной волны.

Действительно, допустим, что наряду с поперечной волной с длиной волны λ_1 на рис.1 существует дополнительная пара продольных волн смещений. Одна из них (с наименьшей для направления $[111]_\gamma$ длиной волны $\lambda_{2\|}$, составляющей ⅔ от λ_2 на рис.1) обеспечивает попарное обособление плотноупакованных плоскостей вида (AB)–(CA)–(BC)–(AB)–…, означающего, что расстояние между плоскостями, заключенными в скобки, меньше расстояния между ближайшими плоскостями, принадлежащими соседним обособленным парам, что снижает сопротивление для попарного перетасовочного сдвига. Вторая продольная волна с длиной волны $\lambda_{1\|} = 6\lambda_{2\|}$, в два раза превышающей λ_1 на рис.1, способна в фазе растяжения обеспечить дополнительное увеличение расстояния между обособленными парами, снижая в еще большей степени сопротивление для попарного перетасовочного сдвига пар

плоскостей (CA)↑–(BC)↓, переводящего их в пары (AB)–(AB). В то же время эта волна с максимумами смещений, приходящимися на пары плоскостей (AB), блокирует перетасовку данного типа пар, что и требуется для перестройки ГЦК-ГПУ. Интересно, что кроме линейно поляризованной поперечной волны с длиной волны λ_1 перетасовку способна выполнить и циркулярно поляризованная волна. Соответствующая схема представлена на рис. 2, где, для наглядности, величина смещений при попарном обособлении плоскостей явно преувеличена (пары плоскостей, нумеруемые заглавными буквами со штрихами).

Следует иметь в виду, что предложенные варианты перестройки для преодоления конечного энергетического барьера предполагают возможность синхронизации с поперечной модой продольной моды смещений с длиной волны $\lambda_{2\parallel}=2\lambda_1$. Поскольку "затравочные" периоды упругих колебаний для таких волн близки между собой, то учет нелинейных поправок способен привести к точной синхронизации. Такой механизм выглядит естественным для перетасовки плоскостей, приводящей к конечной последовательности A B A B A B. Заметим, что существование возбуждений бризерного типа с синхронизированными поперечными и продольными смещениями, осуществляющими смену порядка чередования плоскостей, предлагалось ранее (без конкретизации значений длин волн) в [8].

Список литературы

1. Кащенко М. П. Волновая модель роста мартенсита при γ–α превращении в сплавах на основе железа. Екатеринбург: УИФ "Наука", 1993. 224с.
2. Kashchenko M.P. The wave model of martensite growth for the FCC-BCC transformation of iron-based alloys. arXiv: cond-mat/0601569 v3 4 Feb 2006.
3. Кащенко М.П., Чащина В.Г. Основные принципы динамической теории реконструктивных мартенситных превращений. // Фундаментальные проблемы современного материаловедения, 2006, Т.3, №4, с. 67-70.
4. Kashchenko M.P., Chashchina V.G. The material orientation relationship for the bcc-hcp transformation. arXiv: 0707. 1938 v 1 [cond-mat. mtrl-sci] 13 Jul 2007.
5. Кащенко М.П., Чащина В.Г. Управляющий волновой процесс и материальные ориентацонные соотношения при реконструктивных мартенситных превращениях. XLVI Международная конференции "Актуальные проблемы прочности", Материалы конференции, Ч.2./ УО "ВГТУ".-Витебск, 2007, с. 99-104.
6. Shapiro S.M., Moss S.C. Lattice dynamics of face-centered-cubic $Co_{0.92}Fe_{0.08}$. // Phys. Rev. B. 1977. V. 15. №5. – P. 2726-2730.
7. Petry W. Dynamical Precursor of Martensitic Transitions // J.Phys.IV (Fr). 1995. V. 5. Colloque C2. Suppl. J. Phys. III – P. 15-28.
8. Кащенко М.П., Верещагин В.П. Центры зарождения и волновые схемы роста мартенсита в сплавах железа // Изв. вузов. Физика.1989, N8, С. 16-20.

ТЕМПЕРАТУРНЫЙ СПЕКТР ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ В АНАЛИЗЕ ДЕГРАДАЦИИ И ДЕСТРУКЦИИ СТАЛЕЙ

Чуканов А. Н., Чуканова А. А.

Тульский государственный университет
alexchukanov@yandex.ru

Введение

Для оценки прочности материала при неоднородном напряженном состоянии в механике разрушения используют градиентный подход и оценку эквивалентных напряжений. Эти методы не учитывают сложность структурных изменений (деградации и деструкции). Близкий к практике путь обоснованного прогноза предельного состояния – определение стандартных характеристик механических свойств на образцах, имеющих уровень деградации и деструкции (поврежденности), соответствующий условиям эксплуатации. Требуется тарировка контролируемого уровня повреждений (имитация эксплуатации при ускоренных испытаниях). Необходим тонкий критерий эквивалентности поврежденности. В качестве критерия локальной поврежденности предлагается использовать параметры неупругих эффектов, отражающих последствия эксплутационных воздействий: деградацию (изменение концентрации твердого раствора, состава и морфологии включений) и деструкцию (развитие несплошностей). Эти процессы контролируют перераспределение микронапряжений, достаточных для развития макроразрушения и связаны с диффузией и взаимодействием дефектов кристаллической структуры. Эффективный метод их наблюдения – фиксация релаксационных эффектов в ходе измерения внутреннего трения (ВТ). Цель настоящей работы – оценка использования комплекса параметров неупругих эффектов для анализа деградации и деструкции в сплавах на базе α-Fe.

Теория

В деформированном железе и сталях на температурных зависимостях ВТ (ТЗВТ) фиксируют неупругие эффекты: максимум Снука, Кестера [1], а также деструкционный максимум, наблюдаемый в поврежденных образцах [2, 3]. Эффект Снука – следствие упорядочения под напряжением атомов внедрения (азота N и углерода C) [1]. Основное влияние на параметры максимума Снука (высоту – Q^{-1}_m, температурное положение – T_m, фоновое значение ВТ – Q^{-1}_f, энергию активации –H) оказывает концентрация атомов внедрения в твердом растворе. Дислокационно-примесное взаимодействие анализировали по параметрам эффекта Кестера [1,4]. На ТЗВТ сталей, подвергнутых внешним воздействиям выявили также деструкционные эффекты, возникающие при эволюции очагов микроискажений [2,3].

Методика эксперимента

Измерения температурных и амплитудных зависимостей ВТ (АЗВТ) сталей 20, 30 и сплава Fe–0,009%C проводили в инфразвуковом (0,5–3 $с^{-1}$) и килогерцовом (500–5·10^3 $с^{-1}$) частотных диапазонах. Идентификацию неупругих эффектов и оценку их термоактивационных параметров (Q^{-1}_m, T_m, Q^{-1}_f, H) вели с использованием компьютерного разделения сложных пиков на унимодальные. Исследовали динамику изменения этих параметров от степени предварительной деформации.

Результаты эксперимента

На ТЗВТ недеформированных образцов наблюдали два максимума в диапазонах 50…150 °С и 210…360 °С ($P1$ и $P2$) (рис 1). Компьютерный анализ разделил $P1$

на две составляющие: деструкционный максимум (*P*1*A*) и максимум Снука (*P*1*B*). Наличие деструкционного максимума объясняется технологической поврежденностью калиброванных прутков, являвшихся полуфабрикатами для изготовления образцов. Максимум Кестера (*P*2) также имеет сложную форму. Компьютерный анализ *P*2 выявил образующие его азотный *P2A* и углеродный *P2B* пики. Деформация до степеней ε = 2,7% изменила *P*1 и *P*2. Высота *P1A* увеличилась, максимума Снука (*P1B*) - снизилась. Это отражает рост плотности подвижных дислокаций и локальных микроискажений, а также – уменьшение концентрации атомов внедрения в растворе. Формируются атмосферы Коттрелла.

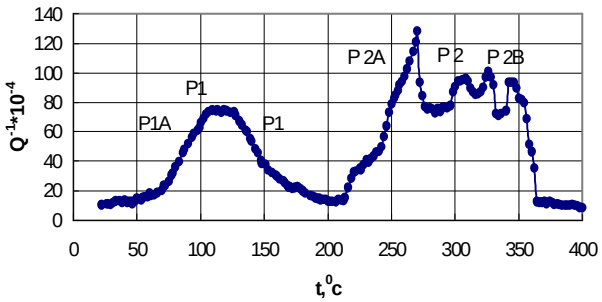


Рис. 1. ТЗВТ стали 20 в недеформированном состоянии (нагрев)

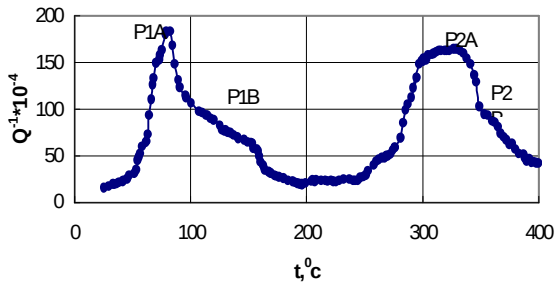


Рис. 2. ТЗВТ стали 20 (ε = 5%, нагрев)

После деформации в диапазоне (200–400°С) наблюдали максимум Кестера (T_m~290°С, $Q^{-1}{}_m$ ~ 110*10^{-4}). Деформация усиливает взаимодействие атомов азота с дислокациями. В высокотемпературной части *P2* выявили составляющую (T_m ~ 320 °С, $Q^{-1}{}_m$ ~ 45·10^{-4} (*P2B*)), отражающую углерод-дислокационное взаимодействие.

Увеличение предварительной деформации до ε = 5% и выше должно усилить напряженное состояние у концентраторов и вести к росту деструкционного максимума *P1A*. Вместе с тем диффузия атомов внедрения из твердого раствора к подвижным дислокациям подавляет релаксацию Снука и усиливает эффект Кестера. Подобный прогноз полностью оправдался (рис. 2).

Компьютерный анализ разделил сложный максимум *P*1 на два пика. Параметры его низкотемпературной компоненты (T_m ~ 80 °С, $Q^{-1}{}_m$ ~ 180*10^{-4}) соответствуют активизирующемуся деструкционному максимуму *P1A*. Высокотемпературная часть максимума *P*1 представляет пик Снука при T_m~120 °С,($Q^{-1}{}_m$~80*10^{-4}). Сложный *P*2 интерпретировали как комплекс из *P2A* (T_m~320 °С, $Q^{-1}{}_m$ ~ 160*10^{-4}) и *P2B* (T_m~340 °С, $Q^{-1}{}_m$~90*10^{-4}). Увеличение высоты *P2* (*P2A*) после деформаций более 3% ($\Delta Q^{-1}{}_m$~50*10^{-4}) отражает повышение плотности дислокаций.

Анализ эксперимента

По данным релаксации Снука определили концентрацию примесей внедрения в феррите [1]. С ростом степени предварительной деформации концентрация *C* и *N* вначале резко снижается, а затем стабилизируется и слабо растет (рис 3). Из результатов измерений серии АЗВТ в диапазоне максимума Кестера определяли интенсивность дислокационно-примесного взаимодействия (ДПВ), как $dQ/dg = a$ (γ – отн. деформация). При малых степенях предварительной деформации фиксировали резкое снижение α в связи с уходом атомов *C* и *N* из раствора. После деформации φ = 0,066 наблюдали стабилизацию ДПВ. При деформации φ =0,066 ÷0,15 достигается

баланс между увеличением количества свободных дислокаций и диффузией к ним атомов *C* и *N*. Из АЗВТ определили критические амплитуды деформации ($\gamma_{кр1}$, $\gamma_{кр2}$) и температуру конденсации примесных атмосфер (T_c). Используя графики $\ln g_{кр1}(1/T)$ после различных степеней деформации, оценили изменение энергии связи атомов внедрения с дислокациями $E_{св}$ (рис. 4).

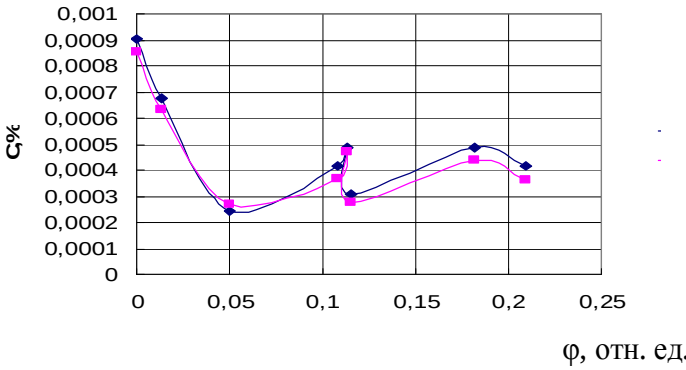


Рис. 3. Зависимость концентрации С азота (1) и углерода (2) в основном твердом растворе от степени предварительной, φ деформации (сплав Fe–0,09%*C*).

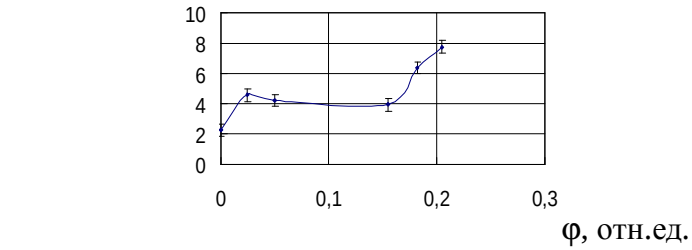


Рис. 4. Влияние предварительной деформации φ на энергию связи $E_{св}$

Заключение

Совместный анализ параметров неупругих эффектов: деструкционного, Снука, Кестера позволил фиксировать следующие этапы развития деградации и деструкции в ходе деформирования малоуглеродистых сталей в диапазоне 0 до 25%: 1) деформация со степенями 0–3% ведет к уменьшению концентрации атомов С и N в твердом растворе в 3 раза; 2) деформация со степенями от 3 до 6 ÷ 8 % ускоряет рост количества подвижных дислокаций и приводит к его превалированию над процессом блокировки дислокаций примесными атомами; 3) рост деформации до степеней от 8÷10 до 13 % формирует заблокированные дислокационные группы. Растущая энергия связи составляющих их дислокаций с примесными атомами свидетельствует о ужесточающейся блокировке. Дислокационные скопления, в ходе силового воздействия, становятся зонами концентраций внутренних напряжений, стимулирующих развитие микротрещин. Итогом указанной последовательности процессов является микро-, а затем и макроскопическое разрушение образцов. Измерения параметров исследованных неупругих процессов позволяют подобрать алгоритм ускоренных испытаний, имитирующих эксплуатационные воздействия, с четко определённым уровнем развития деградации и деструкции. Параметры указанных эффектов могут служить критерием эквивалентности при сравнении материалов с разными уровнями поврежденности.

Список литературы

1. Метод внутреннего трения в металловедческих исследованиях/Под ред. М.С. Блантера, Ю.В. Пигузова- М: Металлургия, 1991.- 248с.
2. Левин Д.М., Чуканов А.Н., Муравлева Л.В.//Известия РАН. Серия Физическая.- 2000, Т.64, № 9, С. 1714-1717.
3. Левин Д.М., Чуканов А.Н. // Известия РАН. Серия физическая.-2005.-Т.69 -. № 8. - С. 1201 – 1205.
4. Новик А., Берри Б. Релаксационные явления в кристаллах.-М.:Атомиздат,1975.472

РОЛЬ ВНУТРЕННЕЙ СТРУКТУРЫ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ДЕФОРМИРОВАНИИ И РАЗРУШЕНИИ

[1]Разоренов С. В., [1]Гаркушин Г. В., [2]Канель Г. И., [1]Иванчихина Г. Е., [3]Meyer L., [3]Hockauf M.

[1]*Институт Проблем Химической Физики РАН, Черноголовка*
[2]*Объединенный Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия*
[3]*Chemnitz University of Technology, Chemnitz, Germany*
razsv@ficp.ac.ru

Целью данной работы является исследование влияния внутренней структуры алюминиевых сплавов на их сопротивление деформированию и разрушению при субмикросекудных длительностях нагрузки. Проведены измерения пределов упругости и откольной прочности дюралюминия Д16Т (4–4.5%Cu, 0.5–1.5%Mg, 0.5–1%Mn) и алюминиевого сплава AA6063T6 (0.7%Mg, 0.68%Si, 0.16%Fe, 0.01%V,Cu,Mn,Ti), образцы которых имели средние размеры зерен от ~100 мкм до ~0.3 мкм. Уменьшение размеров зерна осуществлялось путем всесторонней ковки или предварительным отжигом (образцы Д16Т) и методом равно-канального углового прессования (образцы AA6063T6).

В рамках данной работы проведены ударно-волновые эксперименты с образцами алюминиевого сплава Д16Т, имеющими плотность $\rho_0 = 2.79$ г/см^3, продольную скорость звука – $c_l = 6.35$ км/с. Твердость исходных образцов по Викерсу составляет 125 кг/мм^2. После отжига при температуре 450°C в течение 2-х часов твердость сплава уменьшилась до 56 кг/мм^2, а продольная скорость звука возросла до 6.46 км/с. При этом, если в исходном состоянии размер зерен варьировался в пределах 1–20 мкм, то после отжига основная масса зерен была меньше 10 мкм. Были исследованы также образцы Д16Т, подверженные предварительной интенсивной пластической деформации (ИПД) методом всестороннего прессования, после чего в образцах сформировалась внутренняя структура, состоящая из неравновесных зерен размером 0.2–0.8 мкм. В экспериментах проведено сопоставление свойств сплава в состоянии поставки, отожженного и после ИПД. Аналогичные измерения были выполнены с образцами алюминиевого сплава AA6063T6 ($\rho_0 = 2.78$ г/см^3 и $c_l = 6.36$ км/с) в исходном состоянии и после 2-х и 8-ми кратного равноканального углового прессования. После ИПД средний размер зерна исходных образцов ~ 100 мкм уменьшился до 1.5–1.2 мкм, а твердость образцов по Брюнеллю возросла с 110 до 130.

Импульсы ударной нагрузки амплитудой до ~5 ГПа создавались в образцах при соударении с плоскими алюминиевыми ударниками, разогнанными с помощью специальных взрывных устройств [1] до скорости 600–650 м/с. Толщина образцов составляла ~2 мм и примерно в 5 раз превышала толщину ударников, скорость деформирования перед разрушением при этих условиях составляла ~10^5с$^{-1}$. Характер деформирования и разрушения, а также количественные характеристики процесса – давление ударного сжатия, динамический предел упругости, откольную прочность, толщину откольной пластины, скорость деформирования перед разрушением определяли из анализа профилей скорости свободной поверхности образцов, непрерывная регистрация которых проводилась с помощью лазерного Доплеровского измерителя скорости “VISAR” [2]. Метод исследования основан на том факте, что процессы упругопластического деформирования и разрушения сопряжены с изменением сжимаемости материала и проявляются в структуре волн сжатия и разрежения.

На рис. 1 приведены результаты измерений профилей скорости свободной поверхности образцов сплава Д16Т в исходном и отожженном состояниях. На волновых профилях регистрируется выход на поверхность упругопластической волны сжатия и части следующей за ней волны разрежения. После отражения импульса сжатия от свободной поверхности внутри образца генерируются растягивающие напряжения, при достижении критических значений которых инициируется его разрушение – откол. При этом происходит релаксация растягивающих напряжений, и формируется волна сжатия (откольный импульс), выход которой на поверхность образца обычно вызывает второй подъем ее скорости.

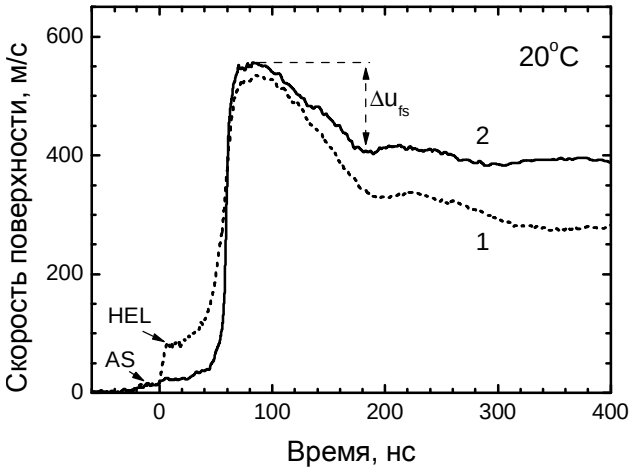


Рис.1. Профили скорости свободной поверхности образцов сплава Д16Т в исходном (кривая 1) и отожженном (2) состояниях. HEL – упругий предвестник волны сжатия. AS – результат воздействия воздушной ударной волны перед пластиной-ударником. Δu_{fs}, декремент скорости свободной поверхности.

Напряжение сжатия за фронтом упругого предвестника соответствует динамическому пределу упругости материала в условиях одноосного сжатия. Декремент скорости поверхности Δu_{fs} при ее спаде от максимума до значения перед фронтом откольного импульса пропорционален величине разрушающего напряжения – откольной прочности материала. В акустическом приближении $\sigma_{sp} = 1/2\rho_0 c_b(\Delta u_{fs} + \delta)$, где δ – поправка на искажение профиля скорости вследствие упруго-пластическгго поведения материала.

Из представленных профилей скорости свободной поверхности видно, что откольное разрушение сплава имеет затянутый характер, т.е. в течение длительного времени после начала разрушения откалывающийся поверхностный слой остается связанным с остальной частью образца и, вследствие этого, продолжает тормозиться. Сопоставление волновых профилей позволяет сделать вывод, что отжиг материала приводит к некоторому падению его откольной прочности и ускорению развития разрушения. Непосредственно из рисунка видно, что отожженный материал имеет втрое меньший динамический предел упругости, что приблизительно соответствует соотношению значений твердости, а крутизна пластической волны в отожженном материале в 4–5 раз выше, чем в исходном, что свидетельствует о меньшей вязкости или меньшем времени релаксации девиаторных напряжений.

На рис. 2 показаны результаты экспериментов с образцами после всестороннего прессования в сравнении с исходными (*а*) и отожженными (*б*) образцами. Из рисунка видно, что интенсивная пластическая деформация приводит к уменьшению предела упругости примерно в 4 раза, тогда как откольная прочность уменьшается незначительно. Отожженные образцы имеют практически те же прочностные характеристики, что и образцы после ИПД.

На рис. 3 представлены результаты измерений волновых профилей образцов алюминиевого сплава AA6063T6 с различной внутренней структурой. Непосредственно из рисунка видно, что уменьшение размера зерна приблизительно в 100 раз

приводит к незначительному (10–15%) увеличению, как давления упруго-пластического перехода, так и величины критических разрушающих напряжений. Следует отметить, что при статическом и квазистатическом нагружении прочностные характеристики сплава АА6063Т6 при радикальном уменьшении размера зерна после ИПД увеличиваются более заметно по сравнению с высокоскоростным нагружением [3,4].

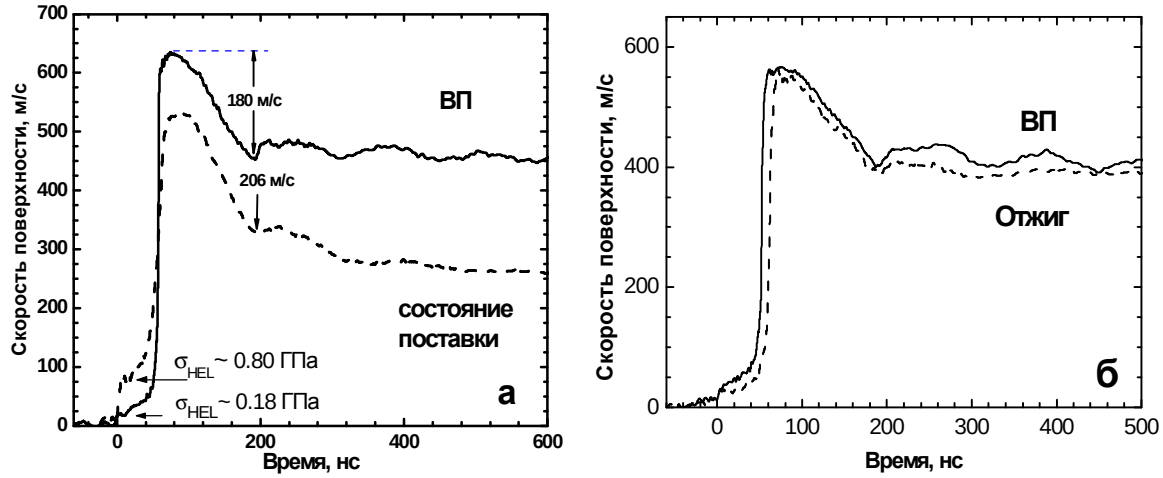


Рис. 2. Профили скорости свободной поверхности образцов алюминиевого сплава Д16Т в различном структурном состоянии.

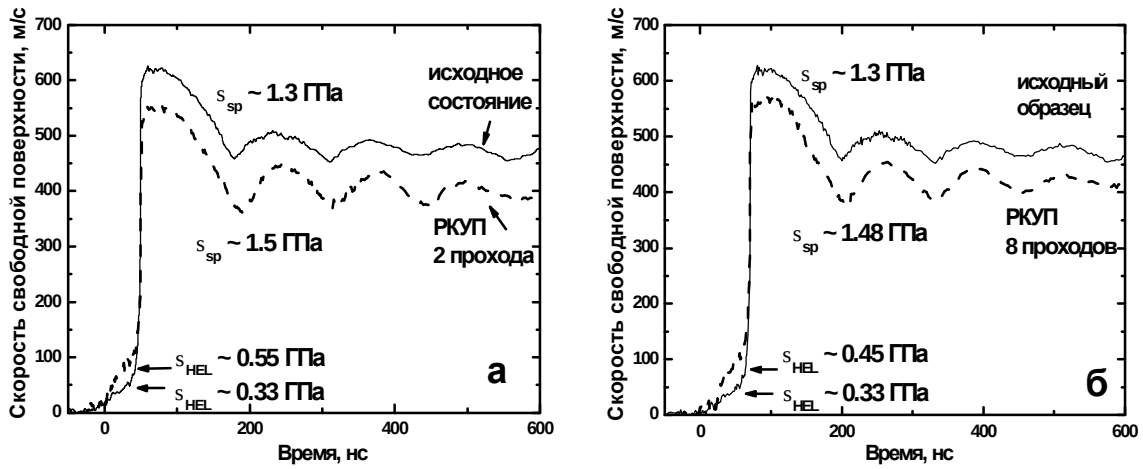


Рис. 3. Профили скорости свободной поверхности образцов алюминиевого сплава АА6063Т6 с различной внутренней структурой

Таким образом, проведенные исследования выявили заметное влияние структурных факторов на сопротивление высокоскоростному деформированию и разрушению для твердых алюминиевых сплавов при динамическом нагружении.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекта № 06-02-17057-а), федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2012 годы» (Государственный контракт Федерального агентства по науке и инновациям № 02.513.11.3135), а также при поддержке немецкого научного общества «DFG Project ME1457/12-2».

Авторы выражают благодарность Л.Г. Ермолову за помощь в подготовке и проведении взрывных экспериментов.

Список литературы

1. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортов В.Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. Москва, "Янус-К", 1996, 407 с.
2. Barker L.M. and R.E.Hollenbach. Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface. J. Appl. Phys., 1972. V. 43(11). P.p. 4669-4675.
3. Hockauf M., Meyer L.W., Halle T., Kuprin C., Hietschold M., Schulze S., Krüger L. Mechanical properties and microstructural changes of ultrafine-grained AA6063T6 during high-cycle fatique. Int. J. Mat.Research. 2007. V.97(10). P.p. 1392-1400.
4. Meyer L.W., Hockauf M., Krüger L., Schneider I. Compressive behaviour of ultrafine-grained AA6063T6 over a wide range of strains and strain rates. Int. J. Mat.Research. 2007. V.98(3). P.p. 1-9.

МИКРОТВЕРДОСТЬ ТОНКИХ ПЛЕНОК, ПОЛУЧЕННЫХ ИОННО-ПЛАЗМЕННЫМ ОСАЖДЕНИЕМ

Смоланов Н. А., Панькин Н. А., Четвертакова О. Ф.

Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева, Саранск
smolanovna@yandex.ru

Проведен сравнительный анализ микротвердости, фазового состава тонких пленок и конденсата нитрида и карбонитрида титана, осажденных на различных расстояниях от распыляемого катода вакуумной установки НВВ – 6.6 И4. Геометрия расположения образцов из нержавеющей стали 12Х18Н10Т размерами (20*20*3) мм^3 показана на рис.1. Режимы осаждения: ток дуги-75 А, потенциал смещения-250В, давление реакционного газа-0.01 – 0.1 Па.

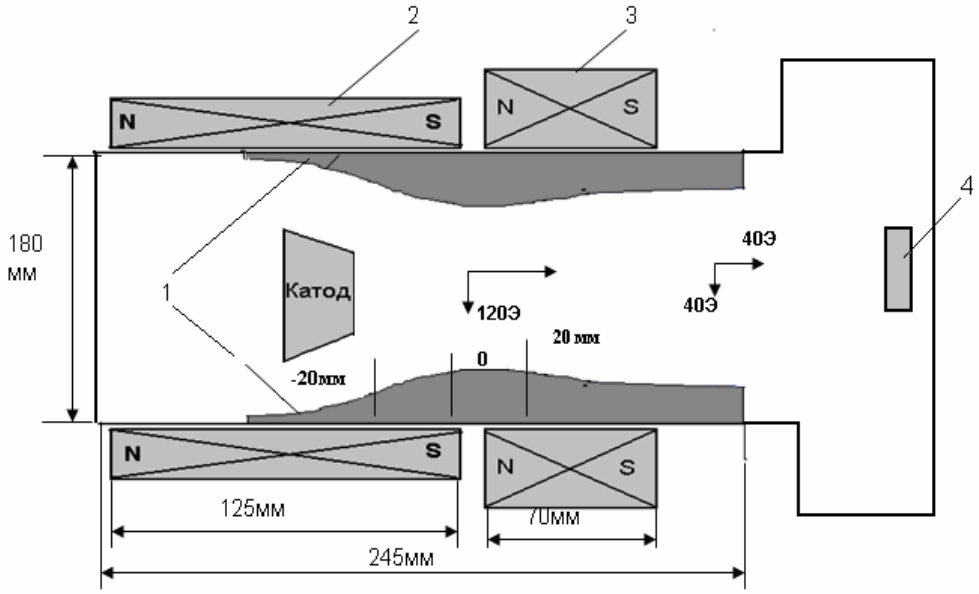


Рис. 1. 1 – осажденное покрытие, 2 – основной магнит, 3 – фокусирующий магнит, 4–образец в вакуумной камере

Таким образом, на образцах, расположенных в объеме камеры, осаждение ионного потока происходило методом конденсации с ионной бомбардировкой [1]. На образцах, расположенных вблизи катода, конденсировалась в основном, капельная фаза, причем число слоев достигало свыше 500. На рис.2 представлена зависимость микротвердости и полуширины рентгеновской дифракционной линии конденсата от расположения в вакуумной камере.

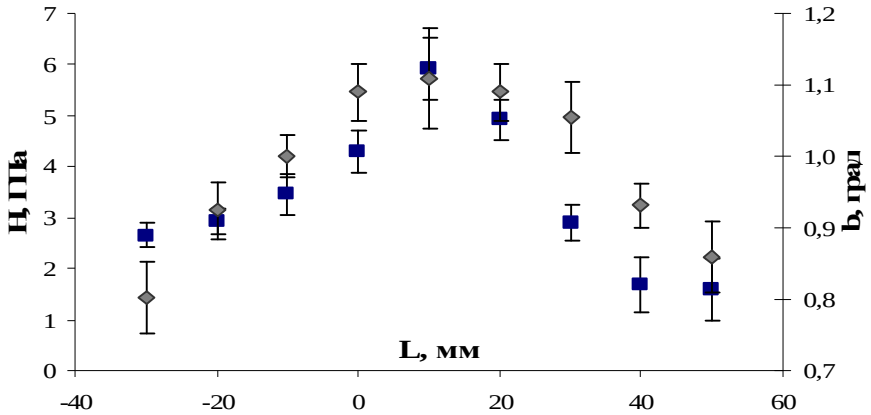


Рис. 2. Зависимость микротвердости и полуширины рентгеновской дифракционной линии конденсата от расположения в вакуумной камере

На рис.3 представлены участки рентгенограмм конденсата на основе нитрида титана с различных местоположений осаждения вблизи катода. Полученные результаты обсуждаются с позиции формирования структуры плазмохимической реакции при одновременном действии магнитного и электрического полей вблизи катодного пятна.

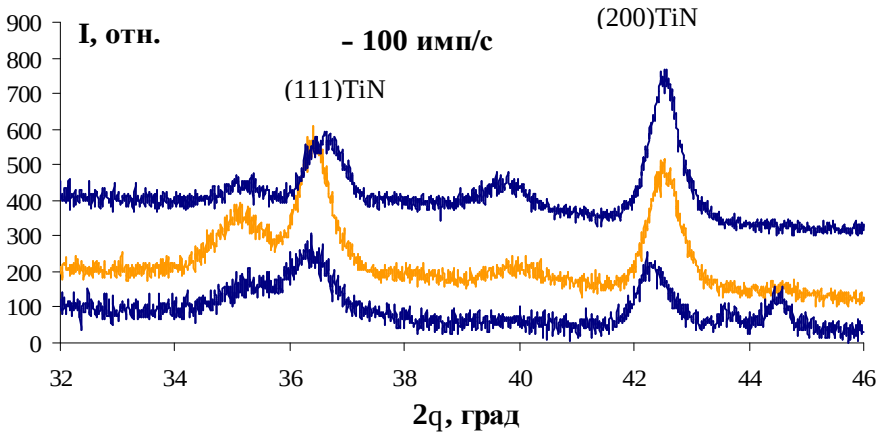


Рис. 3. Рентгенограммы конденсата вблизи катодного узла А-положение -20,В-положение 0, С-положение 20

Список литературы

1. И. И. Аксёнов, Андреев А. А. и др., // УФЖ. Т. 24.- 1979. - № 4.- С.515-524.

РЕЛАКСАЦИЯ МОДУЛЯ СДВИГА ПРИ ТЕРМОЦИКЛИРОВАНИИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СТЕКЛА $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$ В МАССИВНОМ И ЛЕНТОЧНОМ СОСТОЯНИЯХ

Хоник С.В., Язвицкий М. Ю.*

Воронежский государственный педагогический Университет, Воронеж, РФ
**ЦНИИЧермет им. И.П. Бардина, г. Москва, Россия*
skhonik@mail.ru

Введение. Изучение релаксационных явлений является одним из важнейших инструментов исследования металлических стекол (МС). Весьма эффективными при этом являются измерения модуля сдвига, который, как известно, весьма чувствителен к атомным перестройкам. В настоящей работе представлены результаты изучения структурной релаксации посредством измерения модуля сдвига МС $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$, являющегося одним из лучшим металлических стеклообразователей и часто применяемом поэтому в качестве модельного материала.

Методика эксперимента. Исследуемое МС было приготовлено как по стандартной технологии спиннингования в виде ленты толщиной 30–40 мкм, так и методом реактивной закалки расплава в "массивном" состоянии в виде отливок 2×5×60 мм^3. Скорость закалки в первом случае обычно оценивается в ≈10^6 К/с. Во втором случае эта скорость была измерена экспериментально и составила ≈200 К/с. Отношение скоростей закалки ленточных и массивных образцов составило, таким образом, величину порядка 10^4. Столь большая разница в скоростях закалки приводит к значительной разнице в плотности. Согласно работе [1], ленточные образцы на 0.5% менее плотны, чем массивные. Эта разница по существу является очень большой, ибо примерно на такую же растет плотность при структурной релаксации. Использование ленточных и массивных образцов позволяет, таким образом, проследить роль избыточного свободного объема в релаксационных процессах. Вторая цель работы состояла в попытке определить возможность восстановления структурной релаксации состаренных образцов путем из закалки из состояния переохлажденной жидкости.

Относительный модуль сдвига G/G_0 (где $G_0 = G(300\ \mathrm{K})$) измерялся в помощью управляемого компьютером составного крутильного микромаятника, описанного в [2]. Вынужденная деформация образца осуществлялась на частоте 0.05 Гц и определялась методом оптического рычага по отклонению лазерного луча на поверхности позиционного датчика.

Результаты и обсуждение. Температурные зависимости исследуемых МС в исходном состоянии представлены на рис. 1. Умеренное уменьшение модуля с температурой в интервале $293 \le T \le 450$ К значительно возрастает при $450\ \mathrm{K} < T \le T_g$ и сменяется резким падением выше температуры стеклования T_g (показана стрелкой). Подчеркнем, что зависимости G/G_0 для массивных и ленточных образцов практически одинаковы, независимо от огромной разницы в скоростях закалки при их изготовлении.

Основной объем эксперимента был выполнен в режиме термоциклирования в пределах аморфного состояния при последовательно увеличивающейся максимальной температуре нагрева в цикле. Соответствующие результаты для ленточных и

массивных образцов показаны на рис. 2. В обоих случаях наблюдается гистерезис модуля сдвига: величина G/G_0 при охлаждении выше, чем при нагреве.

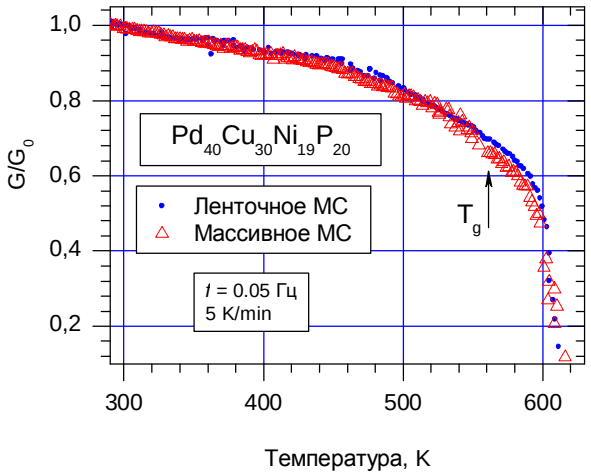


Рис. 1. Температурная зависимость нормированного модуля сдвига массивного и ленточного МС $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$.

Кроме того, термоциклирование вызывает небольшой рост модуля при комнатной температуре. Указанные особенности непосредственно отражают структурную релаксацию стекла в процессе нагрева. Отметим, что степень релаксации модуля в ленточных и массивных образцах отличаются незначительно, так же как и случае непрерывного нагрева (рис. 1). Значительный гистерезис, имеющий место в массивных образцах при нескольких первых термоциклах (в области $T < 430$ К), предположительно, связан с деформацией образцов при их изготовлении и креплении в установку.

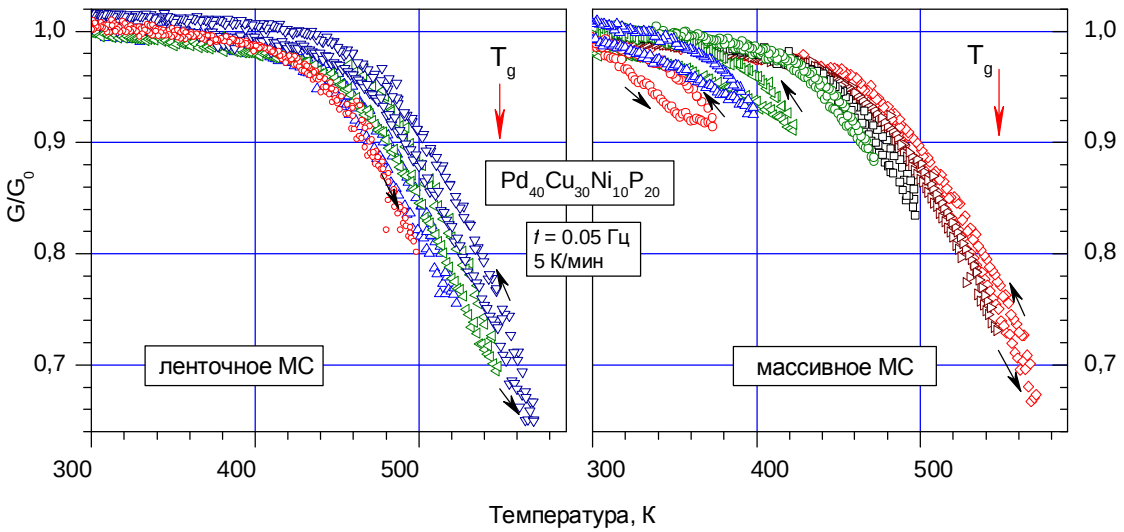


Рис. 2. Изменение модуля сдвига при термоциклировании массивных и ленточных образцов МС $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$. Стрелки показывают порядок термоциклирования. Температуры стеклования показаны вертикальными стрелками.

Наиболее интересные результаты были получены при термоциклировании (аналогичном показанному на рис. 2) состаренных образцов, закаленных от $T = 608$ К (т.е. от температуры, превышающей T_g) в воду со скоростями 9 и 180 К/с. Для закалки использовались кварцевый и медный контейнеры, скорости закалки были измерены экспериментально. Образцы нагревались со скоростью 5 К/мин до указанной температуры, после чего производилась закалка. В процессе нагрева имеет место полная структурная релаксация (старение) образцов, что проявляется в отсутствии какого-либо гистерезиса G/G_0 после медленного охлаждения и последующего термоциклирования. Закалка вызывала значительное изменение релаксационного поведения образцов. Полученные результаты суммированы на рис. 3, где показаны

зависимости минимального нормированного модуля сдвига $G_{\min}/G_0$ от максимальной температуры, достигнутых в данном термоцикле.

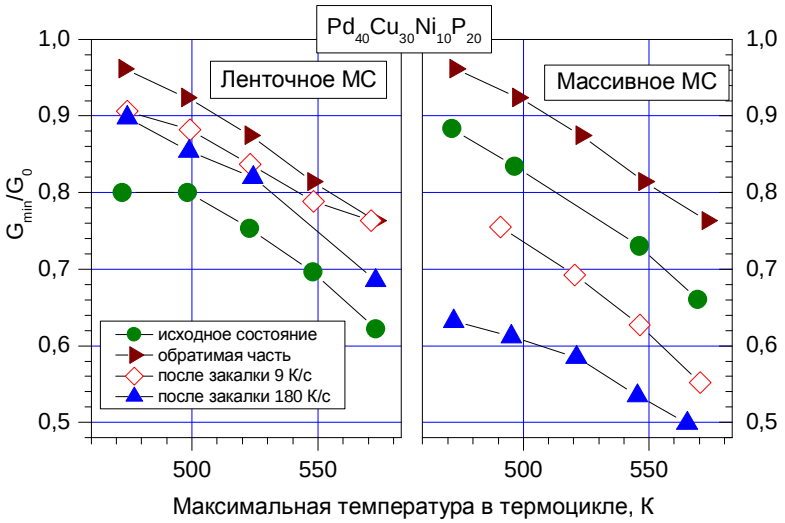


Рис. 3. Температурная зависимость минимального нормированного модуля сдвига $G_{\min}/G_0$, достигаемого в каждом цикле нагрев-охлаждение для исходных массивных и ленточных МС $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$ в исходном состоянии, после полной релаксации ("обратимая часть") и закалки от 608 К со скоростями 9 К/с и 180 К/с.

Видно, во-первых, что падение модуля сдвига исходных ленточных образцов больше такового для исходных массивных образцов. Массивные образцы, таким образом, в меньшей степени подвержены структурной релаксации. Ранее такой же вывод был сделан посредством измерений инфранизкочастотного внутреннего трения при термоциклировании тех же МС [3]. Отжиг вблизи T_g и последующее медленное охлаждение вызывают уменьшение релаксации модуля (подъем зависимости G/G_0 вверх по оси ординат) при последующем термоциклировании (см. "обратимую часть" на рис. 3). Последующая закалка как массивных, так и ленточных образцов вызывают усиление релаксации модуля сдвига, свидетельствуя о восстановлении структурной релаксации состаренных образцов путем закалки из состояния переохлажденной жидкости. При этом степень падения модуля (т.е. степень восстановления структурной релаксации), как и следовало ожидать, растет с ростом скорости закалки. Крайне неожиданным оказалась то обстоятельство, что если для ленточных образцов снижение модуля после закалки не превышает такового в исходном состоянии, то для массивных образцов падение модуля в результате структурной релаксации после закалки в несколько раз *превышает* таковое в исходном состоянии (рис. 3). Отметим, что аналогичное поведение было ранее установлено при измерениях внутреннего трения в состаренных образцах после закалки и оно не может быть объяснено большей концентрацией избыточного объема в ленточных образцах [3].

Список литературы

1. O.P. Bobrov, V.A. Khonik, S.A. Lyakhov, K. Csach, K. Kitagawa, H. Neuhäuser. Shear viscosity of bulk and ribbon glassy $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$ well below and near the glass transition. J. Appl. Phys., 2006, v.100, p. 033518.
2. Ю.В. Фурсова, В.А. Хоник. Измерения низкочастотного внутреннего трения в металлическом стекле. Изв. РАН, серия физическая, 1998, т.62, с.1288-1295.
3. S.V. Khonik, V.V. Sviridov, O.P. Bobrov, M.Yu. Yazvitsky, V.A. Khonik. Structural relaxation and recovery of bulk and ribbon glassy $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$ monitored by measurements of infralow-frequency internal friction. J. Phys.: Condens. Matter, 2008, v.20, p.165204.

ОБРАТИМАЯ И НЕОБРАТИМАЯ ВЯЗКОУПРУГОСТЬ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТЕКОЛ $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$ и $Pd_{40}Cu_{40}P_{20}$

Лысенко А. В., Ляхов С. А., Хоник В. А., Язвицкий М. Ю.*

Воронежский государственный педагогический Университет, Воронеж, РФ
[*]ЦНИИЧермет им. И.П. Бардина, г. Москва, Россия
alekseyvl@mail.ru

Введение. Сдвиговая вязкость является одной из важнейших характеристик атомной подвижности в некристаллических материалах. В литературе по металлическим стеклам (МС) описано довольно большое количество исследований, посвященных изучению сдвиговой вязкости выше температуры стеклования T_g в условиях изохронного (т.е с постоянной скоростью) нагрева [1]. Интерпретация полученных результатов обычно производится в рамках уравнения Вогеля–Фулчера–Таммана [1], являющегося удачным эмпирическим законом, не имеющим, однако, ясного физического толкования. Измерения изохронной сдвиговой вязкости ниже T_g существенно более сложны и в литературе представлено лишь несколько исследований в этом температурном интервале (см. [2,3]). Анализ показал, что сдвиговая вязкость в этом случае формируется как результат структурной релаксации, приводящей к уменьшению объемной спектральной плотности малоатомных "центров релаксации" в процессе нагрева [2,3]. Обычно считается, что эта структурная релаксация необратима и вызывает соответствующий необратимый рост сдвиговой вязкости. Однако недавние исследования [4] показали, что изотермическая вязкоупругость МС может быть полностью или частично восстановлена закалкой состаренного (отожженного) стекла из состояния переохлажденной жидкости (т.е. от температур $T > T_g$). В настоящей работе представлены результаты изохронных измерений сдвиговой вязкости МС $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$ и $Pd_{40}Cu_{40}P_{20}$ при $T \le T_g$. Как и в случае других МС, нагрев до T_g приводит к значительному росту вязкости при повторном испытании, что обусловлено структурной релаксацией стекла. Цель настоящей работы состояла в определении возможности частичного или полного восстановления сдвиговой вязкости путем закалки из состояния переохлажденной жидкости. Выбор МС определялся соотношением их плотности в исходном некристаллическом и кристаллизованном состояниях: плотность первого из указанных МС ниже плотности соответствующего кристаллического состояния, тогда как второе стекло является исключительным, поскольку его плотность выше плотности тетрагональной фазы Pd_2Cu_2P, в которую оно полиморфно кристаллизуется [5].

Методика эксперимента. Исследуемые МС приготовлялись стандартным методом спиннингования в виде ленты толщиной ≈40 мкм и шириной ≈5 мм. Сдвиговая вязкость определялась по результатам измерений изохронной ползучести при приложении растягивающей нагрузки. Для определения температурной зависимости сдвиговой вязкости в данном структурном состоянии (исходное, состаренное или закаленное после старения) измерения ползучести проводились дважды на идентичных образцах, но при разных приложенных напряжениях. Это позволяет определить сдвиговую вязкость, свободную от значительных ошибок, связанных с тепловым расширением измерительной установки. Сдвиговая вязкость рассчитывалась как $\eta = \sigma/\dot{\varepsilon}$, где σ – приложенное эффективное сдвиговое напряжение, $\dot{\varepsilon}$ – эффективная

скорость деформации, реализующаяся в результате действия этого напряжения и полученная численным дифференцированием кривых ползучести. Соответствующие детали расчета вязкости приведены в работе [6].

Результаты и обсуждение. Температурные зависимости η МС $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$ при скорости нагрева 5 К/мин показаны на рис. 1. В исходном состоянии сдвиговая вязкость уменьшается от $\approx 10^{14}$ Па×с вблизи 300 К до 10^{11} Па×с в окрестности $T_g \approx 559$ К. Разброс данных при $T < 470$ К обусловлен малостью деформаций при этих температурах. Похожее поведение имеет место и для других МС [2,3]. На рис. 1 также показана зависимость $\eta(T)$ после нагрева до 550 К и относительно медленного (с начальной скоростью ≈15 К/мин) охлаждения. Видно, что в результате нагрева (старения) ниже T_g вязкость возрастает во всем исследованном температурном интервале на половину порядка или даже на целый порядок величины. При температурах $T > 350$ К этот рост фиксируется достоверно. Для меньших температурах сделать надежный вывод о соотношении вязкости в исходном и состаренном состояниях затруднительно из-за значительного разброса данных, хотя, видимо, старение также вызывает рост η.

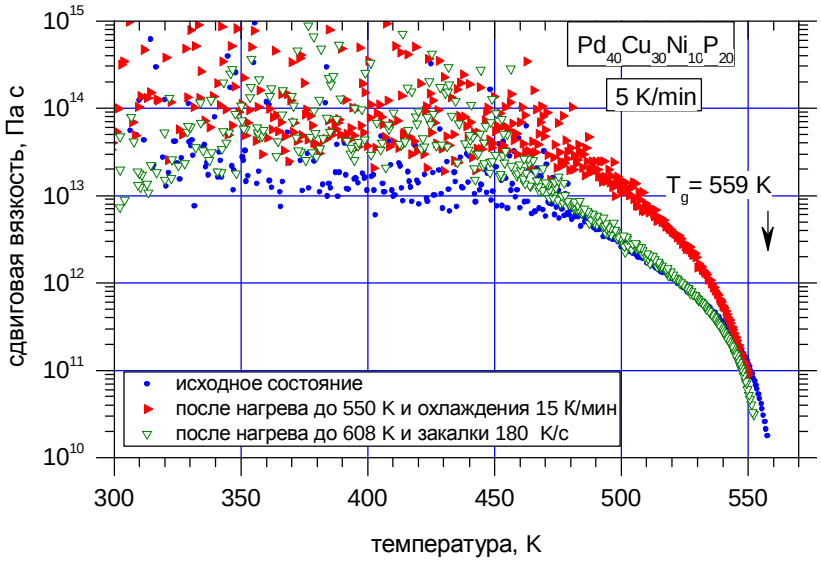


Рис. 1. Температурные зависимости сдвиговой вязкости МС $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$ в исходном состоянии, после нагрева до 550 К и медленного (15 К/мин) охлаждения, а также нагрева до 608 К и последующей закалки со скоростью 180 К/с.

На рис. 1 также представлена зависимость $\eta(T)$ после нагрева до 608 К (т.е. выше T_g; образец в процессе нагрева полностью релаксирует) и последующей закалки со скоростью 180 К/с. Видно, что сверхбыстрая закалка из состояния переохлажденной жидкости полностью восстанавливает вязкость в интервале $470\ \text{K} < T \le T_g$ (при $T > T_g$ вязкость, как и следует ожидать, не зависит от тепловой предыстории). При меньших температурах ситуация довольно неопределенная, вязкость либо не восстанавливается, либо восстанавливается лишь частично.

Результаты аналогичного эксперимента для МС $Pd_{40}Cu_{40}P_{20}$ показаны на рис. 2. Как и в вышеописанном случае, нагрев до T_g (≈521 К) вызывает рост вязкости во всем исследованном температурном интервале. Сверхбыстрая закалка после старения лишь незначительно понижает (восстанавливает) вязкость в интервале $430\ \text{K} < T \le T_g$. Разброс данных при меньших температурах не позволяет сделать од-

нозначного вывода, хотя из данных рис. 2 видна тенденция полного или почти полного восстановления h после закалки.

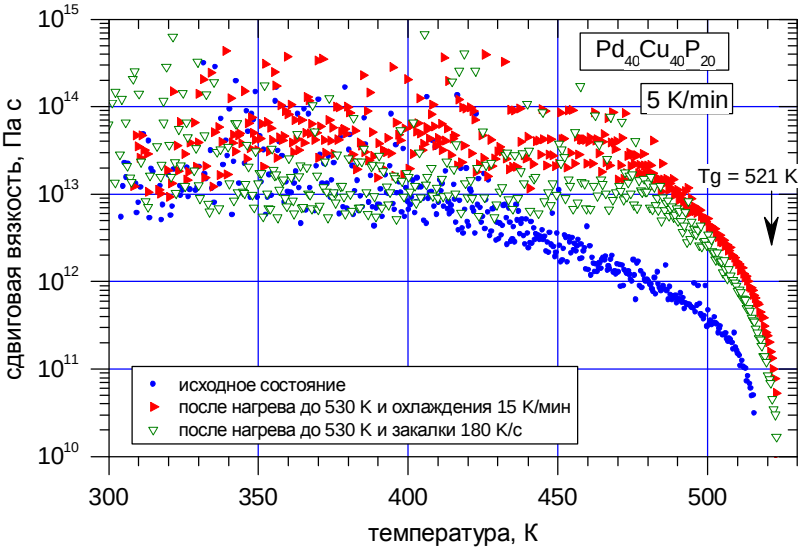


Рис. 2. Температурные зависимости сдвиговой вязкости МС $Pd_{40}Cu_{40}P_{20}$ в исходном состоянии, после нагрева до 530 К и медленного (15 К/мин) охлаждения, а также после нагрева до 530 К и закалки со скоростью 180 К/с.

Таким образом, можно заключить, что сверхбыстрая закалка из состояния переохлажденной жидкости частично или полностью восстанавливает объемную плотность центров структурной релаксации в состаренных МС. При этом характер восстановления для МС $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$ и $Pd_{40}Cu_{40}P_{20}$ различен: в первом случае полностью восстанавливается высокоэнергетическая часть спектра структурной релаксации, а низкоэнергетическая часть, скорее всего, восстанавливается частично. Во втором случае наблюдается тенденция к противоположному поведению. Дальнейшие исследования могут показать, связаны ли эти особенности с вышеупомянутым противоположным соотношением плотности исследуемых материалов в исходном некристаллическом и кристаллизованном состояниях.

Список литературы

1. K.H. Tsang, S.K. Lee, H.W. Kui. Viscosity of molten $Pd_{40}Ni_{40}P_{20}$. *J. Appl. Phys.* 1991, v.70, p. 4837-4841.
2. A.E. Berlev, O.P. Bobrov, V.A. Khonik, K. Csach, A. Juríková, J. Miškuf, H. Neuhäuser, M.Yu. Yazvitsky. The viscosity of bulk and ribbon Zr-based glass well below and in the vicinity of Tg: a comparative study. *Phys. Rev. B*, 2003, v.68, p. 132203.
3. K. Csach, O.P. Bobrov, V.A. Khonik, K. Kitagawa. Relationship between the shear viscosity and heating rate of metallic glasses below Tg. *Phys. Rev. B*, 2006, v.73, 092107.
4. K. Csach, С.А. Ляхов, В.А. Хоник. Восстановление способности к вязкому течению объемного металлического стекла посредством термообработки. *Письма в ЖТФ*, 2007, т.33, с.9-15.
5. T.D. Shen, U. Harms, R.B. Schwarz. Correlation between the volume change during crystallization and the thermal stability of supercooled liquid. *Appl. Phys. Lett.* 2003, v.83, p. 45124514.
6. V.A. Khonik, V.A. Mikhailov, I.A. Safonov. Non-isothermal creep of metallic glasses. *Scr. Mater.*, 1997, v.37, p.921-928.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ СПОСОБНОСТИ К ПЛАСТИЧЕСКОМУ ТЕЧЕНИЮ СОСТАРЕННОГО МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СТЕКЛА $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$

Нгуен Т. Н. Н., Хоник С. В., Хоник В. А., Язвицкий М. Ю.*

Воронежский Государственный Педагогический Университет, г. Воронеж, Россия
**ЦНИИЧермет им. И.П. Бардина, г. Москва, Россия*
nu82@mail.ru

Введение. Металлические стекла (МС) приготовляются путем закалки расплава, что определяет их значительную структурную неравновесность. Характерным признаком неравновесной системы является наличие релаксационных процессов, стремящихся привести ее в более равновесное состояние. Совокупность подобных процессов применительно к стеклам получила название ″структурная релаксация″ (СР).

Принято считать, что СР в МС является, главным образом, необратимым явлением, приводя, соответственно, к необратимому и довольно значительному изменению свойств. Например, СР резко снижает способность к гомогенному вязкому течению [1], приводя даже к охрупчиванию МС [2], что является одним из их главных технологических недостатков. Однако в последнее время в литературе появились некоторые сведения о том, что высокотемпературная термообработка может приводить к частичному или даже полному восстановлению некоторых физических свойств МС (см. работу [3] и приведенный в ней обзор литературы). Изучение возможности восстановления способности МС к пластическому течению представляет особый интерес как с научной, так и с прикладной точки зрения. В настоящей работе эта возможность была экспериментально показана путем измерений изохронной релаксации напряжений.

Методика эксперимента. Исследовалось металлическое стекло $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$ (ат.%), изготовленное стандартным методом одновалкового спиннингования в виде в виде ленты толщиной 30–40 мкм. Температура стеклования T_g, определенная дифференциальной сканирующей калориметрией, составила около 286 °C при скорости нагрева 5 К/мин. Образцы для исследований (длиной 5–7 мм и шириной 40–80 мкм) вырубались из исходной ленты с помощью специальных гильотинных пресс-ножниц. Измерения проводились в вакууме с помощью специальной деформационной крутильной микромашины. Крепление образца осуществлялось термостойким клеем. Крутящий момент на образце определялся по деформации последовательно соединенного с образцом упругого кварцевого элемента, которая фиксировалась методом оптического рычага с помощью полупроводникового позиционного датчика. Исходный образец нагружался при комнатной температуре крутящим моментом M_0, соответствующим напряжению на поверхности образца s_0 ≈165 МПа, и далее измерялась релаксация крутящего момента $M(T)/M_0$ в процессе нагрева со скоростью 5 К/мин до требуемой температуры T_a. Затем нагрев прекращался, образец охлаждался до комнатной температуры, снова нагружался моментом M_0 и измерялась релаксация крутящего момента в процессе нагрева. Указанная процедура повторялась несколько раз при последовательно повышающейся температуре T_a.

Результаты и обсуждение. На рис. 1 представлены температурные зависимости M/M_0 одного и того же образца в исходном состоянии и после нагревов до температур T_a = 100, 150, 200, 250 и 335 °C. Релаксация в исходном состоянии начинается в области $T \approx 40$ °C, так что вблизи $T = 100$ °C крутящий момент падает до ≈5% от первоначально приложенного. Предварительная термообработка приводит к сдвигу кривых релаксации в сторону высоких температур. Видно, что во всех случаях при $T < T_a$ релаксация напряжений относительно мала, а вблизи T_a начинается быстрый рост скорости и степени релаксации. Подчеркнем, что при повторном нагреве образца до той же температуры T_a кривая $M(T)/M_0$ почти в точности повторяет предыдущую. Данные рис. 1, а также известные литературные данные по кинетике изохронной релаксации напряжений для других МС [4] позволяют утверждать, что кинетика релаксации состаренных (отожженных) образцов зависит главным образом от температуры предварительного отжига, тогда как последняя определяет степень структурной релаксации.

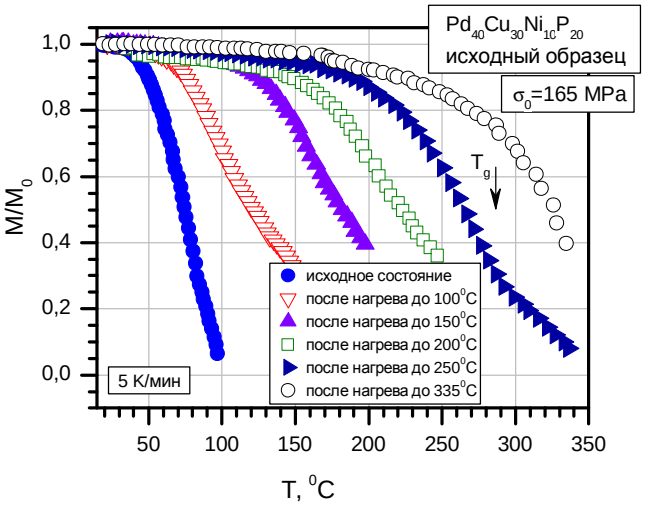


Рис. 1. Кинетика релаксации крутящего момента при линейном нагреве одного и того же образца МС $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$ в исходном состоянии и после нагревов до указанных температур. Стрелкой показана температура стеклования.

Следующий этап эксперимента состоял в изучении восстановления способности к вязкому течению исследуемого стекла путем закалки из состояния переохлажденной жидкости (т.е. от температур, превышающих T_g). С этой целью образцы нагревались в медном или кварцевом контейнере со скоростью 5 К/мин до 335 °C (в результате чего они оказывались полностью отрелаксированными и после охлаждения со скоростью 1 К/с давали кривую $M(T)/M_0$, показанную на рис. 1) и закаливались в воду. Скорости закалки были измерены высокоскоростной оцифровкой сигнала термопары, прикрепленной к образцу, и составили 180 К/с и 10 К/с для медного и кварцевого контейнеров, соответственно. Последующие измерения релаксации напряжений привели к следующим результатам.

На рис. 2*а* показаны кривые $M(T)/M_0$ для исходного образца и двух образцов, закаленных от 335 °C со скоростями 180 К/с и 10 К/с. Видно, что имеет место восстановление кинетики релаксации напряжений, причем степень восстановления зависит от скорости закалки состаренного образца. Кривая релаксации крутящего момента для состаренного образца, закаленного со скоростью 180 К/с, очень близка к таковой для исходного образца (рис. 1) и восстановление деформационной способности, таким образом, является почти полным. В случае закалки состаренного об-

разца со скоростью 10 К/с падение крутящего момента с температурой происходит несколько медленнее и, таким образом, восстановление является лишь частичным.

Затем два указанных образца подвергались вышеописанному циклу нагружение → нагрев → охлаждение при последовательно увеличивающихся температурах нагрева T_a. Полученные результаты для $T_a = 200$ °С показаны на рис. 2*б*. Как видно, кинетика релаксации после закалки со скоростью 180 К/с близка к таковой для исходного образца после нагрева до 200 °С (см. рис. 1). Аналогичные результаты были получены для всех остальных вышеуказанных T_a. В целом, кинетика релаксации после закалки со скоростью 180 К/с оказалась очень близкой к результатам, представленным на рис. 1 для исходного образца. Закалка состаренных образцов со скоростью 10 К/с приводит к значительному, хотя и неполному возврату деформационной способности.

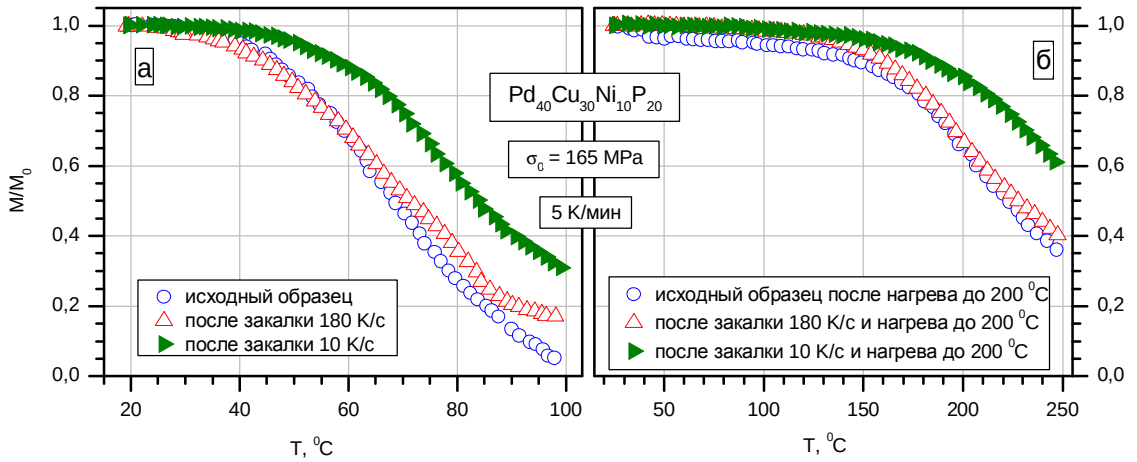


Рис. 2. Температурные зависимости нормированного крутящего момента исходного образца, а также двух образцов МС $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$, нагретых до 335°С и закаленных со скоростями 180 и 10 К/с. *а*) – непосредственно после закалки и *б*) после нагрева до 200 °С.

Полученные результаты, показывают, таким образом, что закалка термически состаренных образцов МС из состояния переохлажденной жидкости вызывает восстановление деформационной способности. Если эта закалка осуществляется со скоростью 180 К/с, то это восстановление является практически полным. Это означает, что структурная релаксация стекла обратима и закалка позволяет "заморозить" структуру переохлажденного расплава, избежав релаксационных процессов, имеющих место при медленном охлаждении и подавляющих деформационную способность стекла.

Список литературы

1. Taub A.I., Spaepen F. Isoconfigurational flow of amorphous $Pd_{82}Si_{18}$. *Scr. Metall.*, 1979, v.13, p.195-198.
2. M. Calvo-Dahlborg. Structure and embrittlement of metallic glasses. *Mater. Sci. Eng. A*, 1997, v. 226−228, p.833−845.
3. K. Csach, С.А. Ляхов, В.А. Хоник. Восстановление способности к вязкому течению объемного металлического стекла посредством термообработки. *Письма в ЖТФ*, 2007, Т. 33, № 12, с. 9-15.
4. O.P. Borbov, V.A. Khonik, S.N. Laptev. Isochronal tensile stress relaxation of a bulk metallic glass. *Scr. Mater.*, 2004, v.50, p.337-341.

СВОЙСТВА КОМПОЗИТОВ, ПОЛУЧЕННЫХ ИЗ ПОРОШКОВ, ПЛАКИРОВАННЫХ МЕТАЛЛАМИ

Сарасеко М. Н., Кашевич И. Ф.

Институт технической акустики НАН Беларуси, Витебск, Беларусь
saraseko@rambler.ru

При конструировании и эксплуатации любого композита необходимо принимать во внимание, что наряду с размерами и характеристиками частичек каждой фазы не меньшую роль в формировании всего комплекса свойств играют силы сцепления между ними. Потому в технологии должно быть уделено равное внимание, как приготовлению отдельных компонентов, так и их смешению и консолидации. Одна из важнейших задач при создании конструкционных композитов – обеспечение передачи нагрузки с матрицы на упрочняющие элементы. Так, например, для улучшения сцепления углеродных волокон с матрицей в композите часто применяют покрытие трубок дополнительной оболочкой кремния наноразмерной толщиной [1] .

Проведена модификация свойств керамических, полимерных материалов методом химического осаждения металлов на порошки керамики и полимеров. Полученные на основе этих порошков композиционные материалы обладают повышенными эксплуатационными характеристиками.

Получение композиционных порошков

Исходными порошками являлись керамические порошки титаната бария (ТБ), оксида алюминия, полимера низкого давления. Толщина металлической пленки составляла порядка 0.2…10,0 мкм в зависимости от длительности процесса осаждения. Металлизация порошков проводилась по известной технологии химического осаждения из стандартных растворов меднения никелирования и кобальтирования.

Методом оптической микроскопии контролировали размер частиц порошка после плакирования при различной продолжительности реакции. В таблице 1 приведены средний размер частиц порошка титаната бария и оксида алюминия до металлизации и после нее при различном времени осаждения металла.

.

Таблица 1. **Рост среднего размера частиц порошка от времени осаждения кобальта и меди**

№ п/п	Состав порошков	Время осаждения мин	Средний размер частиц, мкм	Толщина пленки мкм
1	ТБ	0	10,0	-
2	ТБ- Co	10	10,5	0, 5
3	ТБ- Co	20	12,0	2,0
4	ТБ- Co	40	15,3	5,3
	Al_2O_3	0	10,0	-
	Al_2O_3-Cu,	10	10,5	0,5
	Al_2O_3-Cu,	20	12,2	2,2
	Al_2O_3-Cu,	40	15,7	5,7

Из полученных экспериментальных данных видно, что в зависимости от времени осаждения металла растет размер частиц, что подтверждает образование двухслойного композиционного порошка керамика–металл.

Свойства композитов на основе конденсаторной керамики

Введение модифицирующих добавок в конденсаторную керамику на основе титаната бария интенсифицирует процесс спекания. Металлизацию синтезированной шихты керамики на основе титаната бария с размерами частиц от 1 до 10 мкм проводили в растворах солей никеля и меди. Толщина металлического покрытия составляла порядка 0.1…6,0 мкм. Установлено изменение микроструктуры керамики, снижение температуры спекания, увеличение плотности. Причиной таких изменений является жидкофазное спекание, которое протекает при спекании с добавками меди и никеля. Возникающая жидкая фаза ускоряет процесс спекания, участвуя в переносе структурных элементов, и ускоряет процесс образования материала.

Исследование диэлектрических характеристик (диэлектрическая проницаемость, тангенс угла диэлектрических потерь) показали, что добавка меди и никеля по-разному влияют на диэлектрические свойства: добавка меди увеличивает значение максимальной диэлектрической проницаемости титаната бария, добавка никеля подавляет пик диэлектрической проницаемости. Величина тангенса угла диэлектрических потерь при этом остается приемлемой для данного типа керамики.

В табл. 2 приведены средние значения измеренных характеристик исследуемых керамических материалов.

Таблица 2. **Диэлектрическая проницаемость в точке фазового перехода и тангенс угла диэлектрических потерь керамики титаната бария (температура спекания 1250 и 1350 °С) с добавкой меди при различной продолжительности реакции меднения.**

$T_{спекания}$ = 1250 °С			$T_{спекания}$ = 1350°С		
Время мин	ε_{max}	tgδ %	Время мин	ε_{max}	tgδ %
-	4100	3,2	-	6200	3,1
15	9000	3,5	15	10200	3,2
30	9800	3,5	30	9800	3,4
45	6050	3,2	45	10800	3,5
60	5800	3,4	60	9000	3,5

Таким образом, композиционный материал, образованный при легировании керамики на основе титаната бария претерпевает изменение ее микроструктуры. Примесная фаза, распределяясь в основной матрице, образует жидкую фазу при обжиге, тем самым ускоряет процесс усадки. Учитывая, что примесная фаза вводится в малом количестве, существенных фазовых структурных изменений в керамическом материале не происходит [2]. Диэлектрические характеристики улучшаются для данного вида керамики, что позволяет применять данную технологию керамических заготовок с целью снижения энергозатрат при обжиге керамики.

Свойства полимерных материалов

Электропроводящие полимерные композиты (ЭПК), полученные путем введения в полимерную матрицу проводящих дисперсных наполнителей, сочетают в себе свойства металлов и неметаллов и представляют новый класс инженерных материалов и покрытий, имеющих широкий спектр практических применений. Электрические свойства полученных композитов определяются степенью наполнения полимера металлом. Степень наполнения, т.е. толщина металлического слоя, варьировалась временем осаждения меди и никеля, достигая сплошного покрытия при значениях свыше 1,8 мкм для меди и 2,5 мкм для никеля.

На рис. 1 приведена зависимость удельного сопротивления образцов ЭПК, химически наполненных, от времени осаждения. В результате процессов химического никелирования и меднения порошка полиэтилена низкого давления происходило увеличение электрической проводимости материала с ростом времени осаждения.

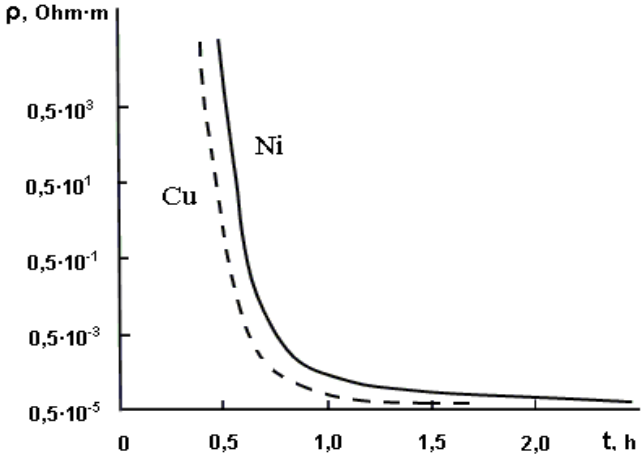


Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления композитов, полученных методом химического осаждения Cu и Ni на порошок полимера, от времени осаждения.

Видно, что при временах осаждения 30–60 минут достигалась область критических концентраций электропроводящего наполнителя исследуемых ЭПК. Сравнение морфологии поверхности образцов полученных после прессования химически наполненных композитов и механических смесей (имеющих одинаковое начальное сопротивление) показали, что метод химического осаждения металла на поверхность порошка полимера позволяет при достаточном времени процесса получать сплошные покрытия, которые при определенной толщине слоя будут создавать электропроводящий контакт между частицами при повышенных температурах. Вольтамперные характеристики химически наполненных композитов при повышении напряжения оставались линейными, что указывало на наличие омических контактов между отдельными частицами композита [3].

Выводы

Методом химического осаждения металлов на порошки проведена модификация свойств керамических и полимерных материалов. Получены композиционные образцы с улучшенными свойствами, что позволяет расширить область применения исследуемых материалов.

Список литературы

1. Перспективные материалы. Структура и методы исследования / Учебное пособие под ред. Д.Л. Мерсона.- ТГУ «МИСиС», 2006.-535 с.
2. Каур И., Густ В. Диффузия по границам зерен и фаз.- М.: Машиностроение, 1991.- 445с.
3. Чмутин, И.А. Электропроводящие полимерные композиты: структура, контактные явления, анизотропия (обзор) / И.А.Чмутин, С.В.Летягин, В.Г. Шевченко и др.// Высокомолекулярные соединения.- 1994.- № 4.- С. 699-713.

ВЛИЯНИЕ ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЯ НЕОБРАТИМЫХ СМЕЩЕНИЙ НА ТОЧНОСТЬ ОБЪЕДИНЕНИЯ ПЕРЕКРЫВАЮЩИХСЯ ВЕКТОРНЫХ ПОЛЕЙ

Кибиткин В. В., Солодушкин А. И., Плешанов В. С.

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, г. Томск,
vvk@ispms.tsc.ru

Исследование эволюции пластического течения позволяет понять механизм разрушения и выявить роль внутренней структуры. Для измерения деформации материала в последние годы за рубежом и в России активно развивается метод корреляции цифровых изображений (digital image correlation) [1, 2]. Соответствующий измерительный комплекс включает в себя механизм сканирования, осветитель, оптический микроскоп, цифровую видеокамеру, компьютер и программное обеспечение. Компьютерная обработка последовательности изображений поверхности, полученных в процессе нагружения, позволяет получить поле необратимых смещений элементарных участков поверхности в широком диапазоне с высокой разрешающей способностью. Погрешность измерения смещений зависит от оптического увеличения микроскопа, качества изображения, технических характеристик цифровой видеокамеры и оптического микроскопа, а также программного обеспечения.

Чем выше применяемое оптическое увеличение, тем ниже абсолютная погрешность измерений. Однако при этом быстро уменьшается и размер исследуемой области наблюдений. Одним из вариантов преодоления этого противоречия является проведение измерений в перекрывающихся областях и дальнейшее объединение полученных полей смещений. Эта задача может быть решена путем последовательного совмещения векторных полей для изображений, имеющих общую область [3]. При этом вычисляется функционал, связанный с суммой модуля разностей для всех компонент смещений по этой области. Его минимум соответствует координатам искомой области перекрытия. В области перекрытия векторные поля обычно не совпадают, что обусловлено как рассогласованием их по постоянной составляющей, так и влиянием погрешности измерений. При формировании единого поля необходимо найти координаты перекрытия этих полей, вычислить значение вектора рассогласования и согласовать оба поля по постоянной составляющей.

Смоделируем влияние этих погрешностей на значение координат вектора сдвига $\delta\vec{u}$ методом Монте-Карло. Будем полагать, что каждый вектор $\vec{u}$ векторного поля вследствие влияния погрешности измерения содержит в себе некоторый дополнительный вектор $\Delta\vec{u}$. Векторное поле зададим почти в идеальном виде: непрерывным, гладким, содержащим в себе компоненты тензора деформации с высокими значениями амплитуд. При этом по порядку величины они должны соответствовать значениям, наблюдаемым в эксперименте. В данной работе модельное поле задавали в виде (1)

$$u_X = a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + m_x y,$$
$$u_Y = b_0 + b_1 y + b_2 y^2 + m_y y,$$
$$\vec{u}(x,y) = u_X(x,y)\vec{e}_X + u_Y(x,y)\vec{e}_Y. \qquad (1)$$

Константы имели следующие значения: $a_0 = -10$, $a_1 = 0{,}12$, $a_2 = 5{,}6 \cdot 10^{-4}$, $b_0 = -2$, $b_1 = 0{,}04$, $b_2 = 1{,}6 \cdot 10^{-4}$, $m_x = 0{,}01$, $m_y = 0{,}005$. Вид данного поля подобен пластическому течению при развитии ″шейки″. Такое поле отражает преимущест-

венное течение материала в направлении оси растяжения, а пространственная нелинейность выражена слабо. Из данного поля формировали два других с разными постоянными составляющими и с перекрытием, координаты которого, таким образом, известны. Затем пытались найти координаты перекрытия с помощью того или иного функционала. Были рассмотрены следующие функционалы, которые решали данную задачу:

$$Sa_{ij} = \frac{1}{n_{ij}} \cdot \sum_{i \in I} \sum_{j \in J} [\,| u_{ij} - v_{ij} | + | u'_{ij} - v'_{ij} |\,], \tag{2}$$

$$Sb_{ij} = \frac{1}{n_{ij}} \cdot \sum_{i \in I} \sum_{j \in J} [(u_{ij} - v_{ij})^2 + (u'_{ij} - v'_{ij})^2], \tag{3}$$

$$Sc_{ij} = \frac{1}{n_{ij}} \cdot \left\{ \frac{\sum_{i \in I} \sum_{j \in J} | u_{ij} - v_{ij} |}{[(\sum_{i \in I} \sum_{j \in J} u_{ij}^2) \cdot (\sum_{i \in I} \sum_{j \in J} v_{ij}^2)]^{1/2}} + \frac{\sum_{i \in I} \sum_{j \in J} | u'_{ij} - v'_{ij} |}{[\sum_{i \in I} \sum_{j \in J} (u'_{ij})^2]^{1/2} \cdot [\sum_{i \in I} \sum_{j \in J} (v'_{ij})^2]^{1/2}} \right\}, \tag{4}$$

$$Sd_{ij} = \frac{1}{n_{ij}} \cdot \left\{ \frac{\sum_{i \in I} \sum_{j \in J} (u_{ij} - v_{ij})^2}{[(\sum_{i \in I} \sum_{j \in J} u_{ij}^2) \cdot (\sum_{i \in I} \sum_{j \in J} v_{ij}^2)]^{1/2}} + \frac{\sum_{i \in I} \sum_{j \in J} (u'_{ij} - v'_{ij})^2}{[\sum_{i \in I} \sum_{j \in J} (u'_{ij})^2]^{1/2} \cdot [\sum_{i \in I} \sum_{j \in J} (v'_{ij})^2]^{1/2}} \right\}, \tag{5}$$

где $n_{i,j}$ – количество элементов в текущей области перекрытия; I, J – количество строк и столбцов в массивах, соответственно (I = 51, J = 71); $u_{i,j}$, $u'_{i,j}$ ($v_{i,j}$, $v'_{i,j}$) – значения проекций векторов смещений по оси абсцисс (ординат) первого и второго векторных полей, соответственно. В отличие от *Sa* в функционале *Sb* суммируются соответствующие разности квадратов, а *Sc* и *Sd* представляют их нормированные значения.

К каждой составляющей каждого вектора для обоих полей случайным образом добавляли значения дополнительного вектора $\Delta\vec{u}$ и снова рассчитывали значения вектора сдвига одного векторного поля относительно другого. Тогда "реальное" поле $\vec{u}_r$ будет иметь вид:

$$\vec{u}_r = \vec{u} + \Delta\vec{u}\,. \tag{6}$$

Плотность вероятности для погрешности задавали для случаев равномерного (7) и нормального законов распределений (8). При этом полученные значения добавляются или вычитаются от точного значения в каждой точке поля для каждого испытания. количество

$$\Delta u_{X,Y} = e\beta - \beta/2\,, \tag{7}$$

$$\Delta u_{X,Y} = Gauss(m = 0, \sigma = \beta/6)\,. \tag{8}$$

Здесь $\Delta u_{X,Y}$ –компоненты вектора погрешности, β–средний размах значений погрешности, e – случайная величина, имеющая равномерное распределение ($0 \le e \le 1$), $Gauss(m,\sigma)$ –функция нормального распределения с математическим ожиданием, равным m и дисперсией σ. Условие $\sigma = \beta/6$ означает, что все случайные величины с вероятностью 0,997 (правило шести сигма) попадут в диапазон [0÷β]. С ростом величины погрешности β, естественно, будет возрастать и абсолютная погрешность определения координат сдвига полей $\delta u = |\,\delta\vec{u}\,|$. Результаты расчетов приведены на рис.1. При расчете $\delta u(\beta)$ усреднение в каждой точке β = *const* производилось по 100 значениям случайной величины.

При заданном единичном шаге сетки значения $\delta u \le 1$ отражают вероятность ошибки на величину шага сетки. Видно, что функционалы *Sa* и *Sb* дают наибольшую точность и являются близкими как по абсолютному значению получаемой ошибки, так и по ее дисперсии. Допустимая погрешность определения сдвига векторных полей находится на уровне шага сетки при $\beta \le 3$ для равномерного распределения и $\beta \le 0{,}7$ для нормального закона распределения. При больших значениях погрешность резко возрастает. С точки зрения минимизации времени расчета удобнее применять критерий *Sa*.

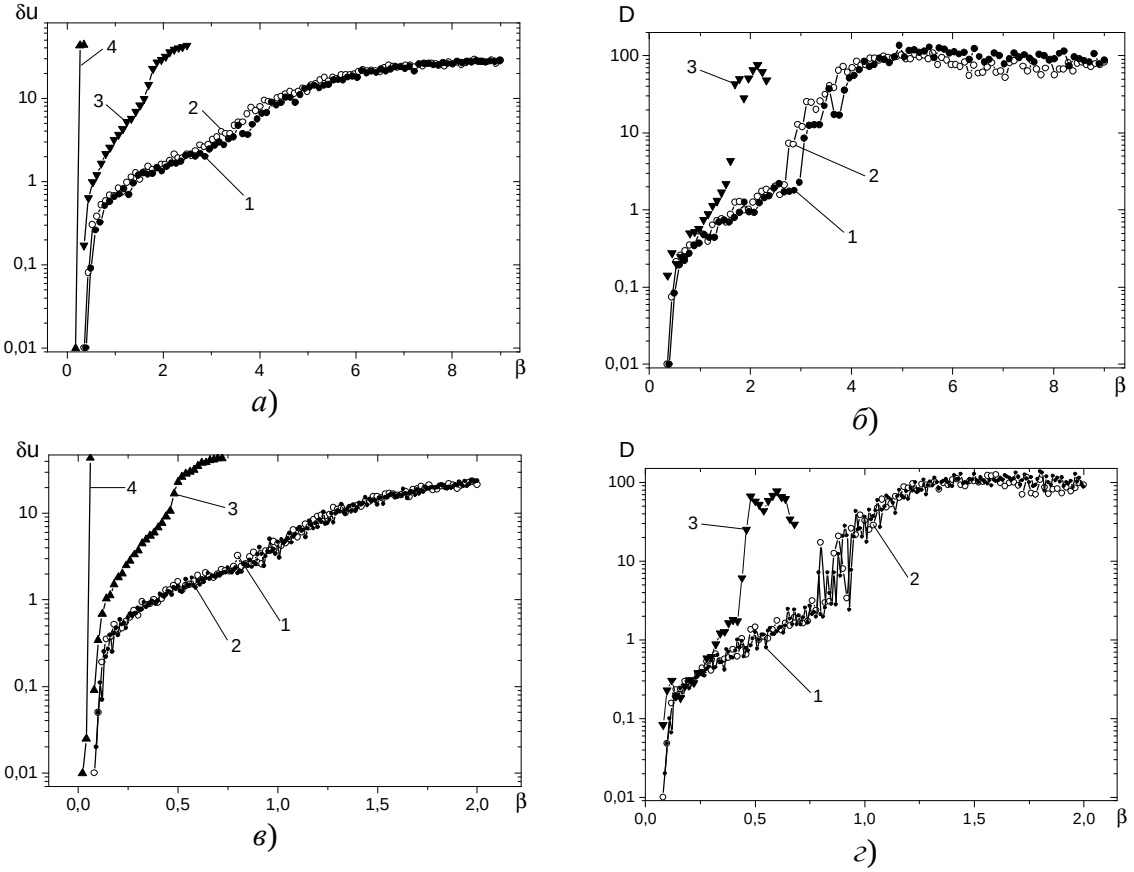


Рис. 1. Зависимости погрешности определения координат сдвига δu от погрешности измерения длины векторов β при равномерном распределении (*а*) и гауссовом (*в*) для алгоритмов *Sa* (2), *Sb* (1), *Sc* (3) и *Sd* (4) и соответствующие дисперсии (*б*, *г*).

Таким образом, функционал, связанный с расчетом суммы модуля разностей отдельных компонент векторов смещений, является устойчивым к погрешности и требует минимального времени расчета по сравнению с остальными. Такой подход дает принципиальную возможность исследовать механизмы деформации и разрушения материала в масштабе всего образца.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ №07-08-00060.

Список литературы

1. Beghdadi A., Mebah M., Monteil J. A fast incremental approach for accurate measurement of the displacement field // Image and Vision Computing, 2003, V.21, 383–399.

2. Панин В.Е., Плешанов В.С., Кибиткин В.В., Сапожников С.В. Анализ полей векторов смещений и диагностика усталостного разрушения алюминиевого сплава на мезоуровне // Дефектоскопия. – 1998. – №2. – С. 80 – 87.
3. Кибиткин В.В., Плешанов В.С., Солодушкин А.И. Применение алгоритма объединения смежных полей смещений для исследования процессов деформации материала // Сборник статей по материалам Второй международной конференции ″Деформация и разрушение материалов и наноматериалов″/ Под ред. О.А.Банных и др. – Москва: Интерконтакт Наука, 2007.– С. 659 – 660.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВТОРНО-СТАТИЧЕСКОЙ УСТАЛОСТИ СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ СТАЛИ 10Г2С МЕТОДОМ КОРРЕЛЯЦИИ ЦИФРОВЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Плешанов В. С., Кибиткин В. В., Напрюшкин А. А., Солодушкин А. И.

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, г. Томск,
vvk@ispms.tsc.ru

В работе экспериментально исследован механизм разрушения сварных соединений Mn–Si конструкционной стали 10Г2С в условиях больших пластических деформаций (повторно-статическая усталость). Сварное соединение изготавливали встык из пластин толщиной 8 мм с односторонней V-образной разделкой кромок по импульсно-дуговой технологии в среде защитного газа. Плоские образцы с размерами рабочей части 84×4×0,65 мм и поперечным швом вырезали электроэрозионным методом из корневой зоны шва. Полуширина шва составляет около 3 мм, ширина ЗТВ – 4 мм. Исследуемый материал представляет собой доэвтектоидную ферритно-перлитную сталь со следующими механическими характеристиками: предел прочности 550 МПа, условный предел текучести 345 МПа, относительное удлинение 34%. Ферритно-перлитная структура основного металла со средним размером зерна 20 мкм измельчается в ЗТВ в результате фазовой перекристаллизации до ~5 мкм. Характерными структурами в области перегрева ЗТВ являются видманштеттов феррит, полигональный феррит и перлит, а в шве – игольчатый и полигональный феррит.

Испытания сварных соединений проводили по схеме одноосного циклического растяжения при нагрузке $\sigma = 150 \pm 150$ МПа с самого начала нагружения вплоть до разрушения. Изображения деформируемой поверхности от микроскопа Axiovert 25CA преобразовывались камерой высокого разрешения в электрические сигналы и записывались в компьютер. Эти изображения фиксировались как в области сварного шва, так и в зоне термического влияния (ЗТВ) вплоть до основного металла (ОМ) с перекрытием приблизительно 10% от размера кадра. В работе применялась камера VEC-535 с пространственным разрешением 2136×1602 пикселей; формат данных 8 бит. Оптическое увеличение микроскопа составляло 50. В результате компьютерной обработки пары последовательно зафиксированных изображений рассчитывались поля смещений элементарных участков поверхности материала. Математическая обработка полученных массивов данных позволила рассчитать скорости смещений и деформацию.

Обнаружено, что в процессе повторно-статической усталости сварного соединения стали 10Г2С можно выделить три типичные стадии.

Первая стадия ($0 < \nu \le 20\%$) связана с активным пластическим течением материала сварного соединения, его деформационным упрочнением, формированием и развитием солитоноподобных структур локализованной пластической деформации (ЛПД). Здесь $\nu = N/N_\Sigma$, где N – текущее число циклов нагружения, N_Σ – число циклов до разрушения, ν–циклическое отношение. В области сварного шва и в основном металле пластическое течение на данной стадии имеет вид ″шейки″, а также сдвиговой характер. Это обусловлено действием максимальных касательных напряжений.

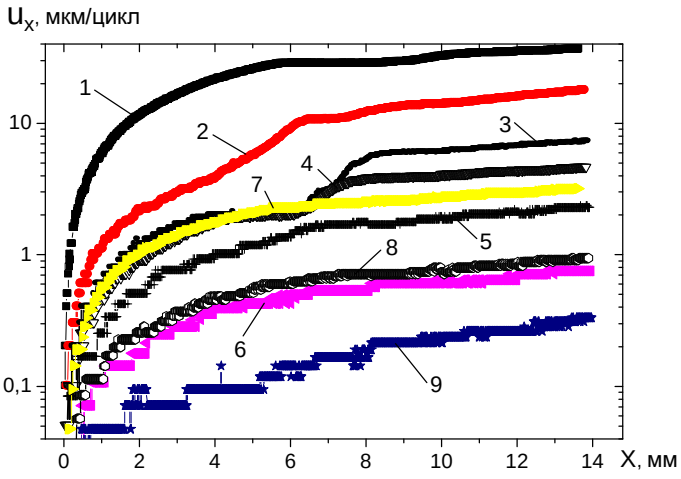


Рис.1. Зависимости скоростей смещений u_x вдоль линии ОМ-ЗТВ-шов. 1 – ν = 5,6%, 2 – ν = 8%, 3 – ν = 11%, 4 – ν = 17%, 5 – ν = 23%, 6 – ν = 43%, 7 – ν = 54%, 8 – ν = 74%, 9 – ν = 97%.

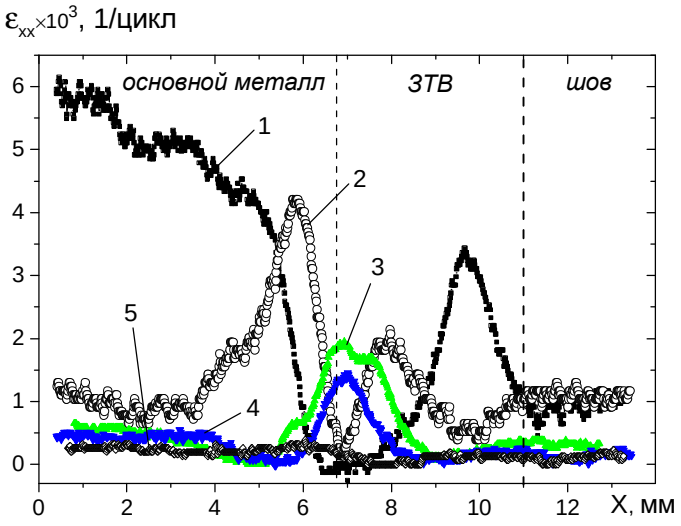


Рис. 2. Пространственные распределения ε_{xx} на стадии деформационного упрочнения. 1 – ν = 5,6%, 2 – ν = 8%, 3 – ν = 11%, 4 – ν = 17%, 5 – ν = 23%.

Если амплитуды сдвигов на мезомасштабном уровне приблизительно одинаковы, это соответствует типу ″шейка″, если существенно различаются, регистрируется поле смещений по типу ″сдвиг″. В области ЗТВ, прилегающей к основному металлу, пластическое течение имеет сложный характер по типу несимметричной ″шейки″, в центре которой течение материала приобретает вихревой характер. В области ЗТВ, прилегающей к шву (область переплава), преобладает сдвиговой характер деформации. В целом, конкретный вид полей смещений в одном и том же месте различается в разные моменты времени.

Для оценки деформации были построены зависимости скоростей смещений v_x вдоль линии основной металл–ЗТВ–шов в разные моменты времени (рис.1).

Скорости смещений определяли по формуле $v_x(x,\nu) = u_x(x,\nu)/\Delta N$, где u_x – амплитуда смещений, ΔN – приращение циклической нагрузки. Видно, что процесс разрушения сварного соединения протекает весьма неоднородно в пространстве и времени и изменяется в пределах трех порядков.

На основе этих данных кривые были сглажены по 60 точкам. Дифференцирование по координате X ($\varepsilon_{xx} = dv_x/dx$) позволило рассчитать удельные значения продольной компоненты тензора пластической деформации. Из рис. 2 следует, что с самого начала нагружения материал активно деформируется в области основного металла и в средней части ЗТВ. В результате деформационного упрочнения формируются два фронта ЛПД, которые, вероят-

но, представляют собой солитоноподобные структуры. Такие структуры описаны в литературе и в настоящее время активно исследуются. Эти фронты деформации имеют колоколообразную форму, их ширина составляет приблизительно 1,5 – 2 мм. В процессе нагружения они движутся навстречу друг другу, их амплитуда уменьшается, и к концу стадии они сливаются в единый фронт. При этом в области шва и основного металла деформация приблизительно постоянно и к концу стадии постепенно уменьшается.

Вторая стадия (20% < ν ≤ 95%) обусловлена процессом постепенного накопления повреждений и пластическим течением преимущественно в области основного металла.

Для количественной оценки этих процессов аппроксимируем экспериментальные зависимости $v_x(x, \nu)$ полиномом третьей степени по 60 точкам. В этом случае пространственные распределения деформации $\varepsilon_x(x,\nu)$ будут иметь вид парабол (рис. 3). Из рисунка следует, что скорость деформации как характеристика разрушения остается самой высокой в области основного металла и постепенно снижается при переходе к ЗТВ. В области шва она в несколько раз ниже, чем в основном материале. Видно также, что во всей области сварного соединения деформация имеет, в целом, убывающий характер, хотя возможны отдельные скачки пластического течения.

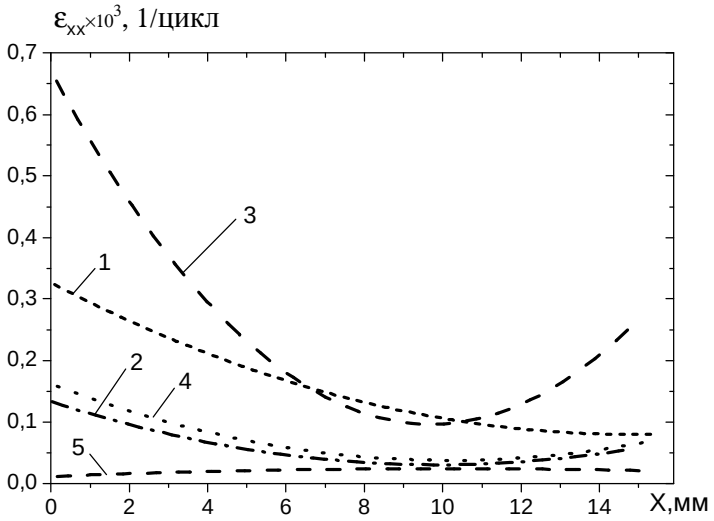


Рис. 3. Пространственные распределения ε_{xx} на второй стадии. 1 – ν = 27%, 2 – ν = 43%, 3 – ν = 54%, 4 – ν = 74%, 5 – ν = 97%.

Процесс накопления повреждений во всей зоне сварного соединения носит скачкообразный во времени характер и, в целом, снижается приблизительно на порядок. В области основного металла поле смещений, как правило, имеет вид ″шейки″, а в шве и ЗТВ реализуется преимущественно сдвиговой характер.

Третья стадия (95% < ν ≤ 100%) является самой короткой. В области основного металла вблизи одного из захватов в результате активного пластического течения формируется магистральная трещина. Ее берега раскрываются по схеме нормального отрыва, и в течение нескольких циклов происходит очень быстрое разрушение образца.

Таким образом, повторно-статическая усталость сварного соединения стали 10Г2С представляет собой трехстадийный процесс. Первая стадия обусловлена деформационным упрочнением материала преимущественно в области ЗТВ, которое сопровождается формированием и эволюцией солитоноподобных структур. Поля смещений имеют вид ″шейки″ или сдвига. Вторая стадия характеризуется постепенным накоплением повреждений в ЗТВ и шве и пластическим течением преимущественно в области основного металла. Третья стадия – самая короткая и связана с образованием магистральной трещины.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ №07-08-00060.

ВЫБОР МЕТОДА РАСЧЕТА ФРАКТАЛЬНОЙ РАЗМЕРНОСТИ ДЛЯ ОЦЕНКИ СТЕПЕНИ НАКОПЛЕНИЯ ПОВРЕЖДЕНИЙ

Напрюшкин А. А., Кибиткин В. В., Плешанов В. С.

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, г. Томск,
Geforce@rambler.ru

Эксплуатация конструкционного материала ведет к необратимым повреждениям и его деформированию. Это сопровождается изменением рельефа поверхности и открывает возможность оценки текущего механического состояния. На стадии накопления повреждений необходимо определять наиболее опасные области деформируемого материала, где скорость накопления повреждений наибольшая. В этих областях существенно изменяется рельеф поверхности, что должно приводить к изменению значений фрактальной размерности (ФР). Преимуществами фрактального подхода являются высокая чувствительность к изменению рельефа поверхности, слабое влияние условий освещения и состояния поверхности, а также независимость от пространственных поворотов цифровой камеры при съемке.

В настоящее время наиболее часто применяются следующие методы измерения деформации – метод тензометрии, фотоупругости, муара, каустик, голографический, лазерной спекл-интерферометрии. Одним из быстро развивающихся направлений в области измерения деформации является метод корреляции цифровых изображений поверхности материала. Этот метод характеризуется сравнительно низкой погрешностью измерений, практичностью и удобством применения.

Соответствующий измерительный комплекс включает в себя механизм сканирования, осветитель, оптический микроскоп, цифровую видеокамеру, компьютер и программное обеспечение. В процессе нагружения производится съемка исследуемой области образца и запись этих изображений на жесткий диск компьютера. Затем производится механическое воздействие на образец (изделие) и снова производится съемка его поверхности в той же области.

Для расчета ФР были реализованы ряд методов, таких как triangular prism, differential box counting (DBC), variogram и isarithm.

Для проверки работы алгоритмов были созданы 150 модельных изображений с наперед заданной ФР (D_g = 2.1; 2.3; 2.5; 2.7; 2.9), используя три метода генерации фрактальных поверхностей: shear displacement, Fourier filtering и midpoint displacement [1,2]. Для каждого наперед заданного значения ФР создавались 10 модельных изображений и затем вычислялось среднее. Размер изображений составлял 512×512 пикселей при 256 градациях серого.

На рис. 1 показаны зависимости средних значений ФР D, рассчитанных методами triangular prism, DBC, variogram и isarithm от наперед заданных значений ФР D_g модельных изображений, полученных методами Fourier filtering (*а*), shear displacement (*б*) и midpoint displacement (*в*). Критерием качества как метода измерения ФР, так и качества алгоритма генерации является условие:

$$D = D_g. \qquad (1)$$

Видно, что метод variogram завышает значения ФР в области значений ФР почти во всем диапазоне значений, тогда как DBC и метод triangular prism их занижают. Условие (1) хорошо выполняется для метода isarithm для двух алгоритмов генерации поверхности. Данное условие плохо работает для модельных изображений, полученных методом shear displacement, что, вероятно, говорит о недостаточной эффективности алгоритма.

Таким образом, наиболее предпочтительным является метод isarithm, который позволяет адекватно оценивать значения фрактальной размерности изображений.

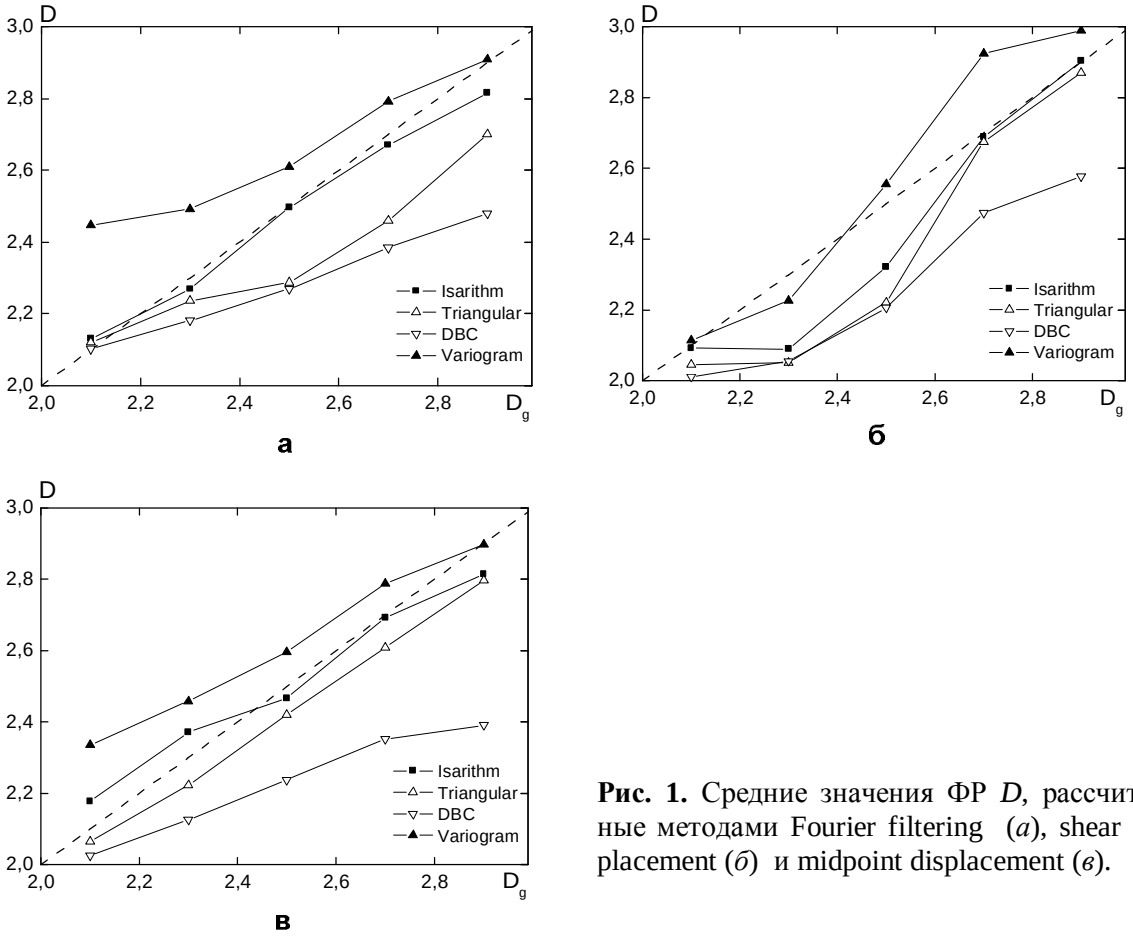


Рис. 1. Средние значения ФР *D*, рассчитанные методами Fourier filtering (*а*), shear displacement (*б*) и midpoint displacement (*в*).

Изображение исследуемого объекта, как правило, характеризуют одним значением фрактальной размерности. Однако при механическом нагружении процессы деформации и разрушения протекают весьма неоднородно в пространстве и времени. Поэтому важно научиться измерять пространственное распределение фрактальной размерности.

Для этих целей были сделаны снимки поверхности предварительно полированного и затем протравленного образца стали 10Г2С в исходном состоянии, а из ряда кадров формировали единое изображение. Поскольку образец не подвергался механическому воздействию, то значение фрактальной размерности должно быть одинаковым для любого участка поверхности. Это изображение разбивалось на участки квадратной формы размером $h \times h$ без перекрытия и рассчитывались значения ФР всеми представленными методами оценки и их дисперсия в зависимости от размера квадрата (рис. 2). Размер участка приведен в пикселях.

Из рис. 2,*а* следует, что значения ФР метода isarithm практически не изменяются от размера участка, но имеют высокую дисперсию (рис. 2,*б*). Остальные методы дают некоторый разброс значений ФР относительно размера h. Следовательно, размер элементарного участка может быть выбран меньше размера отдельного кадра, что дает принципиальную возможность строить пространственные распределения ФР и рассчитывать соответствующие дифференциальные характеристики.

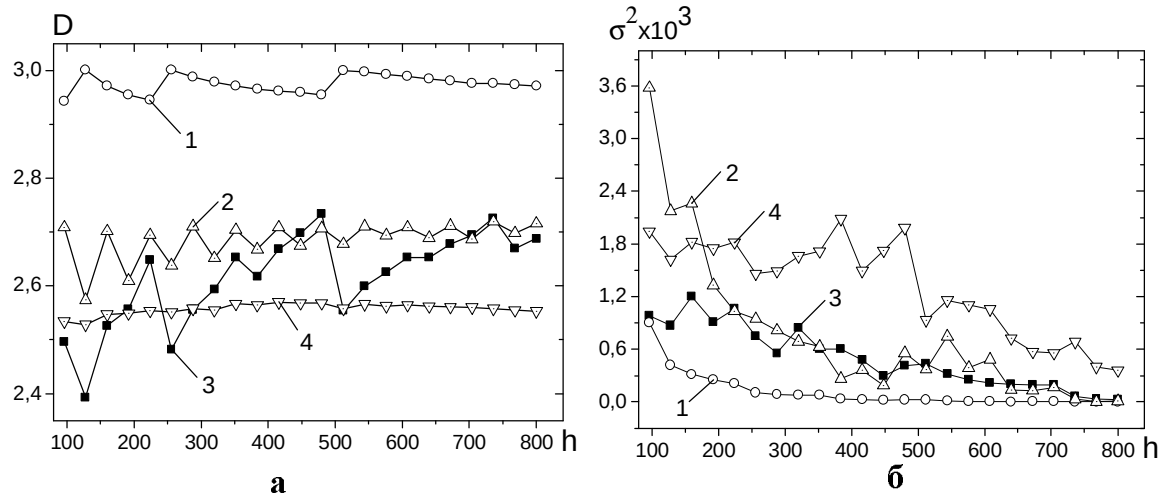


Рис. 2. Зависимости фрактальной размерности *D* (*а*) и дисперсии σ^2 (*б*), рассчитанные методами variogram (1), triangular prism (2), DBC (3) и isarithm (4), от размера элементарного участка *h*.

Пример применения данного подхода показан на рис.3 для образца сварного соединения стали 10Г2С, используя метод isarithm. Локализация значений ФР отражает формирование зон локализованной пластической деформации, имеющих сдвиговой характер.

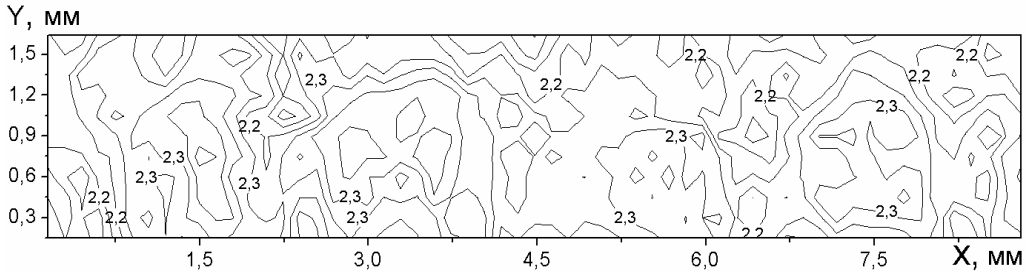


Рис. 3. Пространственное распределение значений фрактальной размерности в области шов-ЗТВ сварного соединения стали 10Г2С.

Таким образом, фрактальный анализ оптических изображений поверхности нагружаемых материалов дает возможность оценки степени накопления повреждений. Для этой цели наиболее эффективным является метод isarithm.

Работа выполнена при поддержки проекта РФФИ №0708-00060

Список литературы

1. Saupe, D., 1988. Algorithms for random fractals. In: Barnsley, M.F., Devaney, R.L., Mandelbrot, B.B., Peitgen, H.-O., Saupe, D., Voss, R.F. (Eds.), The Science of Fractal Images. Springer, New York, pp. 71–113.
2. Voss, R.F., 1988. Fractals in nature: from characterization tosimulation. In: Barnsley, M.F., Devaney, R.L., Mandelbrot,B.B., Peitgen, H.-O., Saupe, D., Voss, R.F. (Eds.),The Science of Fractal Images. Springer, New York, pp. 21–70.

ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ПУТИ ПОВЫШЕНИЯ ПРОЧНОСТИ ЦВЕТНЫХ СПЛАВОВ С ИНТЕРМЕТАЛЛИДНЫМ УПРОЧНЕНИЕМ

Потехин Б. А., Илюшин В. В., Христолюбов А. С.

Уральский государственный лесотехнический университет, Екатеринбург
kas_asp@mail.ru

Ряд цветных сплавов, широко применяемых в узлах трения-скольжения, имеют пониженные показатели прочностных характеристик из-за того, что интерметаллиды (необходимая составляющая этих сплавов) имеют неблагоприятную морфологию. Например, в баббитах типа Б83 интерметаллид SnSb формируется в процессе литья в форме остроугольных параллелепипедов, а интерметаллид Cu_3Sn в виде иглообразных включений. В бронзе БрО10 тот же интерметаллид Cu_3Sn имеет форму «кленового листа» в сечении (см. рис. 1).

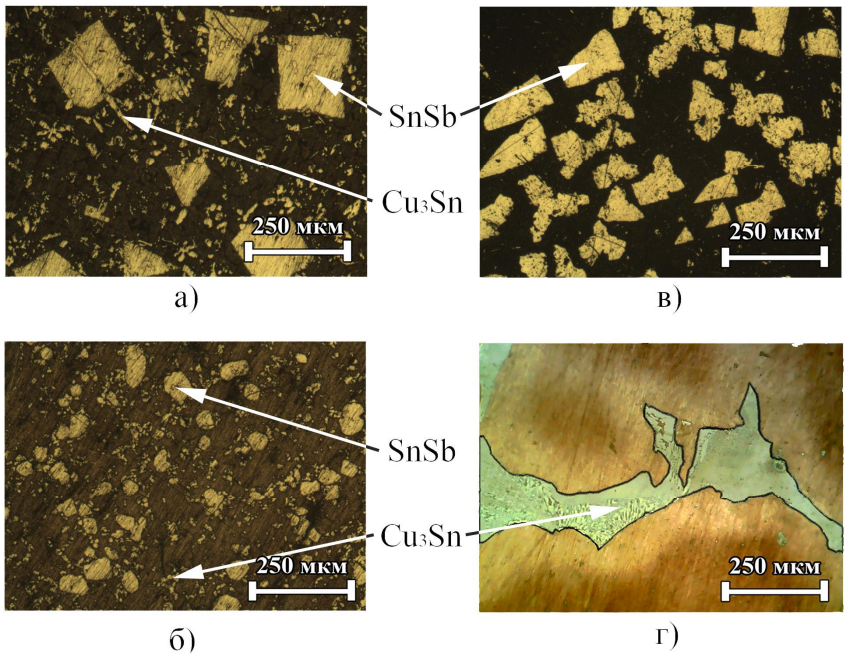


Рис. 1. Структура баббита Б83 (полученного различными способами: *а*) – сифонным; *б*) – «турбулентным»; *в*) – центробежным); *г*) – структура бронзы БрО10

Такая форма этих относительно твердых фаз при механическом нагружении формирует зоны высокой концентрации напряжений, что лишает эти сплавы как возможно достижимой прочности, так и пластичности.

Нами, на базе центробежного литья, разработан и апробирован метод кристаллизации турбулентно движущегося расплава баббита марки Б83 [1, 2], что обеспечивает формирование интерметаллидов SnSb глобулярной формы (рис. 1, *б*). Это позволило существенно улучшить технологические, механические и служебные свойства этого баббита.

Баббит Б83 и его аналоги, например Б88, применяются как литейные сплавы. Из-за остроугольности интерметаллида они не деформируется ни в холодном, ни в горячем состоянии, потому что интерметаллиды SnSb разрушаются уже после деформации на 4 % [3]. Глобулярная форма этого интерметаллида (см. рис. 1, *б*), сни-

жая концентрацию локальных напряжений, позволяет деформировать его на 40 и более процентов. Это, в свою очередь, повышает также и его механические свойства.

Для исследования усталостных свойств литых баббитов разработана специальная конструкция образцов, представленная на рис. 2.

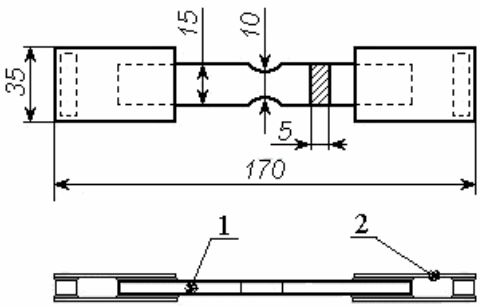


Рис. 2. Конструкция образцов из баббита Б83 для усталостных испытаний:
1 – баббитовая пластина, 2 – стальная накладка

Применение стальных накладок (поз. 2, рис. 2) позволило немагнитные баббитовые образцы нагружать электромагнитными силами.

Испытание заключалось в консольном изгибе плоских образцов с заданными амплитудами деформации, которые была пересчитаны в напряжения, изменяющиеся по симметричному циклу с частотой 50 Гц. Для определения предела выносливости испытывались по 8 образцов для каждого способа литья. Один образец испытывался только на одном уровне напряжений до разрушения или до заданного базового числа циклов $N = 20 \cdot 10^5$. По результатам испытаний отдельных образцов строили кривые усталости в координатах напряжение – число циклов.

На рис. 3 представлены усталостные кривые литого баббита, полученного разными методами литья.

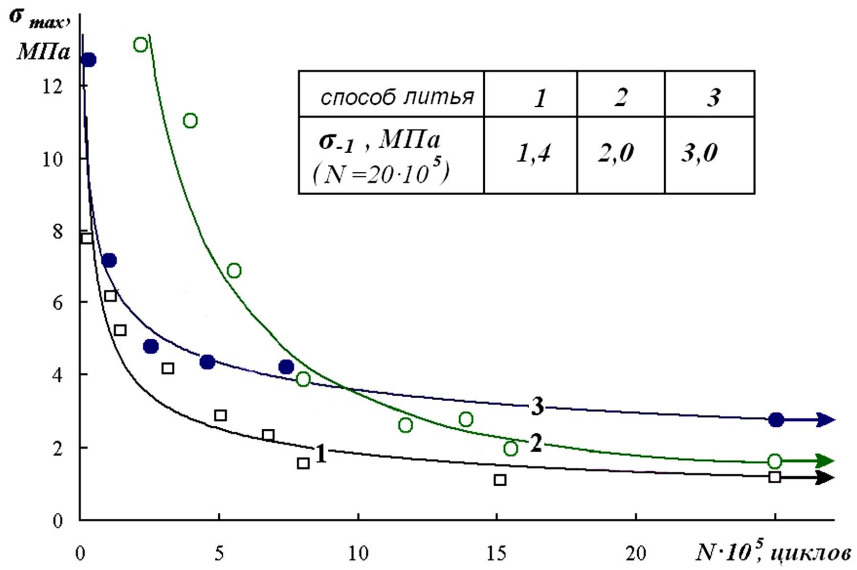


Рис. 3. Кривые усталости баббита Б83, полученного разными способами литья: центробежная отливка (кривая 1), сифонная и «турбулентная» отливки (кривые 2 и 3, соответственно)

Результаты усталостных испытаний показали зависимость предела усталости при изгибе как от формы интерметаллидов, так и от их распределения. Например, центробежное литье вызывает расслоение интерметаллидов по удельному весу вследствие действия центробежных сил. При этом интерметаллиды SnSb (удельный вес 7,1 г/см^3) легче расплава (7,5 г/см^3) и поэтому «всплывают» на внутреннюю поверхность отливки (рис. 1, *в*), имеющей форму втулки, а тяжелые интерметаллиды Cu_3Sn (10,2 г/см^3) центробежными силами оттесняются к наружной поверхности отливки. Таким образом, рабочая поверхность будущего подшипника не содержит интерметаллидов Cu_3Sn, то есть, состав баббита Б83 в зоне трения не соответствует марочному составу, что снижает его предел выносливости до 1,4 МПа.

Выполненное исследование показало, что центробежные способы литья баббитов традиционными способами не применимы, в то время как предложенный нами способ «турбулентного» литья не только предотвращает формирование ликваций, но и формирует глобулярную форму интерметаллида SnSb (рис. 1, *б*) [1, 2, 3]. Это и обуславливает повышенный предел усталости баббита Б83 (рис. 3).

Коэффициент трения баббита, как показали наши исследования, не зависит от морфологии интерметаллида SnSb – для состояния *а, б* (рис. 1) он равен 0,02, а вот расслоение этого же баббита по удельному весу при центробежном литье повышает коэффициент трения на 50%, до 0,03 [3].

Мы полагаем, что и другие сплавы скольжения, например, бронзы типа БрО10 (рис. 1, *г*), имеющие неблагоприятную форму интерметаллида Cu_3Sn, могут быть улучшены в части их прочностных показателей, если придать интерметаллидам компактную, глобулярную форму, подобно тому, как мы это сделали для интерметаллидов баббита марки Б83.

Список литературы

1. Устройство для заливки подшипников скольжения : пат. 38649 Рос. Федерация : МПК 7 B22D7/04 / Потехин Б. А., Глущенко А. Н., Илюшин В. В. ; заявитель и патентообладатель ГОУВПО Ур. гос. лесотехн. универ. - № 2004101513/20; заявл. 19.01.04; опубл. 10.07.04. Бюл. № 19. – 6 с.
2. Устройство для турбулентного перемешивания кристаллизующегося металла в процессе центробежного литья : пат. 53947 Рос. Федерация : МПК B22D 7/04 (2006.01) / Потехин Б. А., Глущенко А. Н. ; заявитель и патентообладатель ГОУВПО Ур. гос. лесотехн. универ. - № 2005135247/22 ; заявл. 14.11.05 ; опубл. 10.06.06, Бюл. № 16. – 7 с.
3. Потехин Б. А. Свойства баббита марки Б83 / Б. А. Потехин, А. Н. Глущенко, В. В. Илюшин // Технология металлов. – 2006. – № 3. – С. 17-22.

ВЛИЯНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОТЖИГА ПРИ 120 °С НА ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВА Ti–50 ат. %Ni

Беляев С. П., Милюкина С. Н.*, Реснина Н. Н., Рубаник В. В.*

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия
**Витебский государственный технологический университет, Витебск, Беларусь*
spb@smel.math.spbu.ru

Одним из способов управления характеристиками мартенситных превращений, а, следовательно, и эффектами памяти формы, в сплавах на основе никелида титана является термообработка. Наиболее эффективной она оказывается только для сплавов TiNi, содержащих не менее 50.5 % Ni, поскольку в таких материалах при отжиге происходит распад твердого раствора с образованием частиц вторичных фаз, например Ti_3Ni_4, $TiNi_3$ и т.д [1]. Присутствие этих частиц в матрице TiNi приводит к изменению химического состава сплава и создает внутренние напряжения, которые главным образом и меняют кинетику фазовых превращений. В сплавах эквиатомного состава термообработка в качестве самостоятельного способа, как правило, не применяется. Ее используют в совокупности с другими видами воздействия, например с механической обработкой. Это обусловлено тем, что сплавы данного состава являются нестареющими, и изменения структуры сплава при отжиге не происходит. Вместе с тем, в работе [2] было показано, что низкотемпературный отжиг сплавов TiNi, содержащих менее 50.5 % Ni, уменьшает температуры фазовых переходов и

изменяет их последовательность. Например, отжиг сплава Ti – 50 ат. % Ni при температуре 150 °С в течение 6 часов способствует тому, что прямой фазовый переход B2 → B19', наблюдаемый в закаленном образце, меняется на B2 → R → B19'. Очевидно, что столь существенные изменения температурной кинетики и последовательности фазовых переходов должно приводить и к изменению функциональных свойств, таких как, например, величина эффекта памяти формы. В связи с этим, целью настоящей работы явилось исследование влияние низкотемпературного отжига на кинетику мартенситных превращений и эффекты обратимости деформации в сплаве Ti – 50 ат. % Ni.

В работе использовали проволочные образцы сплава Ti – 50 ат. % Ni диаметром 0.6 мм. Предварительно все образцы были подвергнуты выдержке при температуре 700 °С в течение 30 минут с последующей закалкой в воде. Далее часть образцов подвергали отжигу при температуре 120 °С в течение 2, 4, 6 и 10 часов, а другую часть оставляли без обработки. Мартенситные превращения исследовали при охлаждении и нагревании образца в интервале 120 °С ÷ 20 °С, методом 4-х точечного измерения электросопротивления. Для изучения зависимости электросопротивления от длительности отжига, использовали образец длиной 8 см, не подверженный отжигу при 120 °С. Первоначально проводили измерение температурных зависимостей электросопротивления исходного образца при охлаждении и нагревании, затем, не вынимая образец из измерительного устройства, отжигали его при 120 °С в течение 2 часов и вновь измеряли температурную зависимость электросопротивления. Эту процедуру повторяли до тех пор, пока суммарная длительность отжига не достигла 10 часов. Функциональные свойства сплава исследовали с применением специальной экспериментальной установки, позволяющей в режиме кручения реализовывать эффекты пластичности превращения и памяти формы при изменении температуры. Кроме этого, были изучены диаграммы деформирования сплава, подвергнутого отжигам при 120 °С различной длительности. Кручение образцов осуществляли в мартенситном состоянии. Длина рабочей части образцов для механических испытаний составляла 5–7 мм.

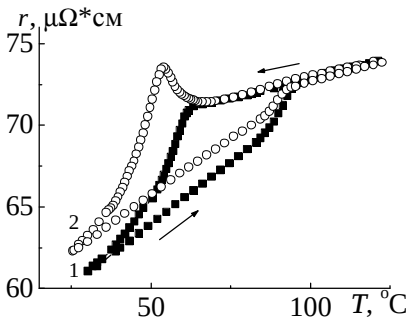


Рис. 1. Изменение электросопротивления при охлаждении и нагревании. 1 – образец без отжига; 2 – образец, отожженный при 120 °С в течение 10 часов.

На рис. 1 представлены температурные зависимости электросопротивления, полученные при охлаждении и нагревании образца в исходном состоянии, и после отжига при 120 °С в течение 10 часов. Видно, что в исходном образце при охлаждении в интервале 63 °С ÷ 52 °С наблюдается аномальное уменьшение электросопротивления, что свидетельствует о протекании B2 → B19' превращения. После того как образец был отожжен при температуре 120 °С в течение 10 часов на зависимости $\rho(T)$ при охлаждении появляется участок, на котором электросопротивление увеличивается, что однозначно указывает на то, что в данном температурном интервале осуществляется переход из кубической B2 в ромбоэдрическую R структуру. Дальнейшее понижение температуры приводит к резкому уменьшению электросопротивления, что обусловлено реализацией R → B19' перехода. При нагревании вид кривой $\rho(T)$ слабо зависит от предварительной термообработки и соответствует изменениям сопротивления, наблюдаемым при переходе из моноклинной B19' структуры в кубическую B2. Таким образом, низкотемпературный отжиг изменяет последовательность прямого превраще-

ния, и не оказывает влияния на схему обратного перехода. Кроме изменения последовательности превращений, наблюдается также уменьшение температур как прямой, так и обратной мартенситной реакций.

В образцах, подвергнутых различной термообработке, изучали эффекты накопления и возврата температуры в ходе превращений. Для этого образцы нагружали при температуре 120 °С, при которой сплав находился в аустенитном состоянии, охлаждали под постоянным напряжением до температуры 20 °С, при которой прямое мартенситное превращение завершалось, разгружали и вновь нагревали до температуры 120 °С. Величину напряжения, действующую при охлаждении, изменяли от 100 до 200 МПа.

По полученным кривым «деформация γ – температура *T*» определяли величины эффектов пластичности превращения $\gamma^{пп}$ и памяти формы $\gamma^{пф}$, зависимость которых от длительности отжига представлена на рис. 2. Видно, что величины деформационных эффектов немонотонно меняются по мере увеличения времени отжига. Выдержка в течение 2 часов несколько понижает величины деформаций, накапливаемых при охлаждении и восстанавливаемых при нагревании. Дальнейший отжиг приводит к значительному увеличению $\gamma^{пп}$ и $\gamma^{пф}$. Если в исходном закаленном образце во время охлаждения под напряжением 100 МПа происходило накопление 3.4 % деформации, то в образце, подвергнутом отжигу в течение 6 часов, деформация достигает значения 6 %. Увеличение напряжения, действующего при охлаждении, не влияет на характер зависимостей $\gamma^{пп}(t_{отж})$ и $\gamma^{пф}(t_{отж})$, необходимо лишь отметить, что при напряжении 200 МПа изменения величин деформационных эффектов с возрастанием времени отжига не велико. По-видимому, это связано с тем, что при напряжении 200 МПа выбирается ресурс обратимой деформации, поэтому изменения структуры, происходящие в образцах при отжигах, слабо сказываются на величинах эффектов пластичности превращения и памяти формы.

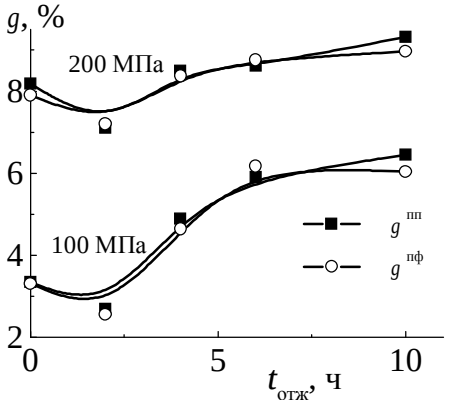


Рис. 2. Изменение величины эффекта пластичности превращения $\gamma^{пп}$ и памяти формы $\gamma^{пф}$ от длительности отжига при 120 °С. Над соответствующими кривыми обозначена величина напряжения, действующая при охлаждении образца.

Увеличение деформации, накапливаемой при охлаждении под напряжением 100 МПа и восстанавливаемой при дальнейшем нагревании, наблюдаемое в образцах, подвергнутых выдержке при 120 °С более 4 часов может быть обусловлено тем, что в отожженном материале уменьшаются упругие напряжения, препятствующие росту ориентированных кристаллов мартенсита при прямом переходе. Разупрочнение сплава, в результате низкотемпературного отжига действительно было установлено при механических испытаниях. Сравнение диаграмм деформирования, полученных в образцах, подвергнутых отжигам различной длительности, показало, что величина напряжения, необходимого для достижения одной и той же деформации, снижается по мере увеличения времени отжига. Кроме этого, наблюдается уменьшение предела двойникования, что свидетельствует о том, что в отожженных образцах облегчаются процессы переориентации мартенситных кристаллов. Вся совокупность полученных данных говорит о том, что низкотемпературный отжиг облегчает реализацию в образцах деформации за счет обратимых каналов деформирования, таких как переориентация мартенситных кристаллов и развитие фазового превращения.

Заключение

В работе показано, что низкотемпературный отжиг сплава Ti–50ат.%Ni при 120 °С влияет главным образом на кинетику прямого мартенситного превращения, изменяя его последовательность с B2 → B19’ на B2 → R → B19’ и уменьшая температуры фазовых переходов. Впервые обнаружено, что с увеличением длительности отжига наблюдается немонотонное изменение величин эффекта пластичности превращения и памяти формы. Установлено, что отжиг при температуре 120 ^{o}С более 4 часов приводит к тому, что величины эффектов пластичности превращения и памяти формы. возрастают почти в два раза. Установлено, что по мере увеличения длительности отжига наблюдается разупрочнение материала в мартенситном состоянии.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№ 07-08-90900 моб_снг_ст).

Список литературы

1. Хачин В.Н. , Пушин В.Г. , Кондратьев В.В. Никелид титана: Структура и свойства. – М.: Наука, 1992. – 160с.
2. Беляев С.П., Реснина Н.Н., Влияние низкотемпературного отжига на мартенситные превращения в сплавах TiNi// Журнал функциональных материалов, - 2007, №7. С.-246-249.

ОСОБЕННОСТИ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В СПЛАВЕ $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$, ПОЛУЧЕННОМ ЗАКАЛКОЙ ИЗ РАСПЛАВА

Реснина Н. Н., Беляев С. П., Шеляков А.В.*

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург,
**Московский инженерно-физический институт, Москва*
natasha@smel.math.spbu.ru

Введение

В большинстве случае мультистадийное выделение или поглощение тепла при мартенситных превращениях в сплавах обусловлено тем, что в материале после различных термомеханических воздействий развиваются различные цепочки фазовых переходов. Однако в быстро закаленных из расплава тонких лентах сплава $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$ после кристаллизации наблюдаются два пика потока тепла при охлаждении и нагревании, хотя реализуется только одно B2 ↔ B19 превращение. В работе [1] была изучена структура тонких лент сплава $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$, испытывающих двухстадийное фазовое превращение, и обнаружено, что в материале наблюдается бимодальное распределение зерен. Большую объемную долю занимали кристаллические зерна размером 10 нм, образованные во время кристаллизации исходной ленты, а меньшую долю занимали зерна размером 200 нм, которые, как считают авторы, образовались еще на стадии получения ленты. Поскольку, как известно, температуры мартенситных превращений зависят от размера зерна [2], то авторы предположили, что B2 ↔ B19 превращение реализуется в различных зернах при разных температурах, что и обусловливает двухстадийное превращение. С другой стороны, в работе [3] было показано, что двухстадийное мартенситное превращение может быть связано не столько с различием размеров зерен, сколько с различием состояния контактной и свободной поверхностей ленты. Дело в том, что структура быстро закаленной ленты, полученной методом планарного литья, на поверхности, касающейся при закалке вращающегося медного диска, называемой контактной, и на противоположной

поверхности, условно называемой свободной, может быть различна как по химическому составу, так и по типу кристаллической структуры. В работе [3] со свободной поверхности ленты удаляли тонкий слой механической полировкой, что привело к исчезновению двухстадийного превращения. Основной тепловой пик при этом сместился в область высоких температур.

В настоящей работе предпринято изучение условий возникновения и развития двухстадийного мартенситного превращения в быстро закаленном из расплава сплаве $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$ в зависимости от режима и полноты кристаллизации. Такое исследование, прежде всего, имеет целью выяснить роль различных структурных составляющих сплава в формировании двухстадийной кинетики превращения.

Объекты и методики исследования

В качестве объектов исследования использовали быстро закаленные из расплава ленты сплава $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$ толщиной 40 мкм и шириной 2 мм, полученные методом планарного литья. Из ленты нарезали образцы длиной 5 мм, необходимые для исследования в дифференциальном сканирующем калориметре (ДСК) Mettler Toledo 822^e. Кристаллизацию, отжиги и исследование кинетики мартенситных превращений осуществляли в камере ДСК. Скорость изменения температуры составляла 10 ^oC/мин. Оптические исследования проводили на металлографическом микроскопе “МЕТАМ ЛВ 31”. Исследование структуры образцов осуществляли в рентгеновском аппарате ДРОН-УМ1 в CuK_α излучении.

Экспериментальные результаты

Исследования исходной ленты показали, что рентгеновский дифракционный спектр на контактной поверхности образца соответствует аморфному состоянию, а свободная поверхность содержит кристаллическую фазу. На рентгенограмме, полученной со свободной поверхности при комнатной температуре, обнаружены рефлексы мартенситной B19-фазы и оксида титана. При температуре 80 ^oC пики мартенситной B19-фазы на рентгенограмме исчезают. Присутствуют лишь пики оксида титана и аустенитной B2-фазы. Таким образом, рентгеноструктурные исследования показали, что свободная поверхность исходной ленты является кристаллической и испытывает при нагревании B19 $\leftrightarrow$ B2 превращение. Крупные кристаллические зерна и их скопления легко обнаруживаются на свободной поверхности образца. Зерна имеют сферическую форму и содержат сдвойникованные кристаллы мартенситной фазы. Металлографические исследования свободной поверхности образца позволили установить, что плотность крупных кристаллов весьма мала.

Исследования быстро закаленных лент с помощью ДСК показали, что в интервале температур от +100 ^oC до –120 ^oC на калориметрических зависимостях не обнаруживаются признаки превращений первого рода. Это, очевидно, означает, что объемная доля кристаллической составляющей, претерпевающей превращение B19 $\leftrightarrow$ B2, в образце очень мала и изменение теплового потока при фазовом переходе, который был зафиксирован при рентгеноструктурных исследованиях, не превышает чувствительности прибора.

Для изучения особенностей формирования двухстадийного мартенситного превращения в исследуемом сплаве, использовали методику контролируемой кристаллизации, изложенную в работе [4]. Изотермическую кристаллизацию производили при температуре 440 ^oC (температура начала динамической кристаллизации составляла 460 ^oC). В образцах, содержащих 4 % объемной доли кристаллической составляющей, как при охлаждении, так и при нагревании наблюдается одностадийный мартенситный переход, который характеризуется небольшой энтальпией превращения, равной 1 Дж/г. Увеличение доли кристаллической фазы приводит к тому, что на

калориметрических зависимостях появляется дополнительный тепловой пик (пик В) при меньших температурах. Площадь под этим пиком увеличивается по мере возрастания доли кристаллической составляющей. Поведение же первого теплового пика (пик А) в процессе кристаллизации оказалось достаточно неожиданным. После возникновения пика А на самых ранних стадиях кристаллизации, его положение и форма практически не изменялись с увеличением объемной доли кристаллической составляющей структуры сплава. Более того, в экспериментах установлено, что для формирования пика А вовсе не обязательно производить кристаллизацию сплава. Приведем результаты одного из таких экспериментов.

Образец нагревали в камере ДСК от комнатной до температуры 400 ^{o}C, меньшей температуры динамической кристаллизации на 60 ^{o}C, с большой скоростью 100 ^{o}C/мин, после чего без временной задержки резко охлаждали, путем подачи в камеру жидкого азота при неконтролируемой скорости охлаждения. Очевидно, что дополнительного количества кристаллической фазы в образце не должно возникать при таких условиях. Однако после указанных воздействий на калориметрических зависимостях, как при охлаждении, так и при нагревании наблюдался пик, теплота которого составляет порядка 1 Дж/г, и который соответствует пику А. Установлено, что критическая температура нагревания, ниже которой тепловой пик А не возникает, составляет 350±25 ^{o}C.

Полученные результаты исследований дают основание представить следующее объяснение наблюдаемым явлениям. В исходном, быстро закаленном из расплава, материале на свободной поверхности существует тонкий кристаллический слой с бимодальным распределением зерен по размеру. Крупные зерна отчетливо видны в оптическом микроскопе. При изменении температуры в них происходит обратимое мартенситное $B2 \leftrightarrow B19$ превращение, о чем свидетельствуют внутризеренная структура и данные рентгеноструктурного анализа. Объемная плотность крупных зерен весьма мала и по этой причине тепловые пики, связанные с превращением, не выявляются на калориметрических зависимостях. В мелких зернах, из которых, в основном, и состоит поверхностный кристаллический слой, превращение не реализуется. Причины этого не ясны. Однако нагревание выше температуры 350 ^{o}C без кристаллизации приводит к тому, что мартенситный переход происходит и в мелкозеренной структуре. При этом на калориметрических зависимостях возникает характерный пик.

При кристаллизации сплава никаких изменений в структуре поверхностного кристаллического слоя не происходит. Поверхностные «закалочные» кристаллы не играют роли затравки для вновь образующихся и не подрастают в процессе кристаллизации. Об этом свидетельствует неизменность формы и положения соответствующего теплового пика. Кристаллизация осуществляется путем зарождения и роста кристаллитов в аморфной составляющей. Образовавшиеся кристаллы претерпевают мартенситное превращение при более низких температурах, что может быть обусловлено их меньшими размерами, по сравнению с поверхностными зернами.

Работа выполнена при поддержке грантов президента Российской федерации для молодых кандидатов наук (МК-1813.2007.8) и гранта РФФИ (№ 08-08-00281а)

Список литературы

1. G.P.Cheng, Z.L.Xie Some results on shape memory properties of Ti50Ni20Cu20 melt-spun ribbons//Journal of Alloy and Compounds 396 (2005) p.128-132.
2. T. Waitz, V. Kazykhanov, H.P. Karnthaler Martensitic phase transformations in nanocrystalline NiTi studied by TEM // Acta Materialia Vol. 52, 2004, P. 137-147

3. Кареев С. И., Глезер А. М., Шеляков А. В., 32 Структура и характер мартенситного превращения в быстрозакаленном сплаве $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$ при термоциклировании// Журнал функциональных материалов, - 2007, №1. С.-32-36.
4. Беляев С. П., Реснина Н. Н., Шеляков А. В., Мартенситные превращения и эффект памяти формы в частично кристаллизованном сплаве $Ti_{40,7}Hf_{9,5}Ni_{44,8}Cu_5$, // Журнал функциональных материалов, - 2007, №4. С.-151-155.

СТАБИЛИЗАЦИЯ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В СПЛАВЕ Ti–50 ат.% Ni, ПОДВЕРГНУТОМ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОМУ ОТЖИГУ

Беляев С. П., Реснина Н. Н.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия
spb@smel.math.spbu.ru

Благодаря необычным деформационным эффектам, сплавы с памятью формы находят применение в различных отраслях техники. В большинстве случаев рабочий элемент из этого материала работает в режиме многократного термоциклирования через интервал мартенситных превращений. Известно, что при работе в таком режиме в сплавах Ti – 50 ат. % Ni происходит изменение характеристик мартенситных переходов, которое связано с фазовым наклепом материала [1]. При проектировании устройств с рабочими элементами из сплавов TiNi эквиатомного состава необходимо учитывать возможные изменения температур мартенситных превращений и их последовательности, происходящие при термоциклировании. В настоящее время, решение данной проблемы заключается в том, что перед использованием сплавы эквиатомного состава подвергают предварительному термоциклированию, для того чтобы стабилизировать их свойства [2]. С другой стороны, ведутся поиски других возможностей стабилизации характеристик мартенситных превращений, одной из которых может являться предварительная термообработка. Так, например, в работе [3] было показано, что низкотемпературный отжиг при 150 ÷ 200 ^oC уменьшает температуры мартенситных превращений и изменяет последовательность переходов с B2 → B19’ на B2 → R → B19’. Предполагается, что такое изменение характеристик фазовых переходов может быть связано с упорядочением дефектов замещения. Дело в том, что в сплавах TiNi степень дальнего порядка не превосходит 0.8, т.е. даже в эквиатомном сплаве только 80 % атомов занимают “правильные” положения в узлах кристаллической решетки, а остальные 20 % являются дефектами замещения. В закаленном сплаве такие дефекты распределены хаотически, а отжиг при низких температурах способствует их упорядочению [4]. Одним из следствий такого процесса может являться упрочнение матрицы TiNi, и в таком материале будет затруднен фазовый наклеп. Таким образом, можно предполагать, что низкотемпературный отжиг будет приводить к стабилизации характеристик мартенситных превращений при последующем термоциклировании. Настоящая работа была проведена для того, чтобы изучить влияние термоциклирования на кинетику мартенситного превращения в сплавах TiNi, подвергнутых предварительному низкотемпературному отжигу.

В работе исследовали образцы сплава Ti–50 ат. % Ni длиной 5 мм и диаметром 0.5 мм. Предварительно образцы отжигали при температуре 500 ^oC в течение 1 часа. После этого часть образцов была подвергнута низкотемпературному отжигу при температуре 120 ^oC в течение 6 часов, а другая оставлена без термообработки. Исследование мартенситных превращений при термоциклировании в интервале температур 120 ^oC ÷ 0 ^oC осуществляли в камере дифференциального сканирующего кало-

риметра Mettler Toledo 822^e. Скорость изменения температуры составляла 10 °С/ мин.

На рис. 1 представлены зависимости температур мартенситных превращений от количества термоциклов для неотоженного образца. Видно, что термоциклирование приводит к уменьшению температур как прямого, так и обратного мартенситного превращения, расширяет температурный интервал прямого перехода и изменяет последовательность превращений. С использованием специальных методик было установлено, что если в первом цикле в сплаве реализуется B2 → B19’ переход, то, к 30-му циклу в сплаве наблюдается сложная цепочка фазовых переходов B2 → B2 + R → B19’ + R → B19’. Температуры разных мартенситных превращений неодинаково смещаются при термоциклировании, что приводит к расширению температурного интервала от 9 °С в первом цикле до 32 °С– в тридцатом.

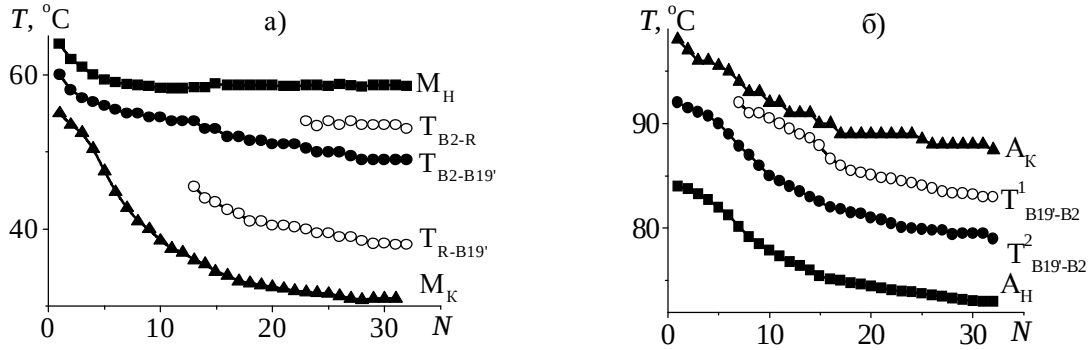


Рис. 1. Изменение температур прямых (*а*) и обратных *(б)* мартенситных превращений от количества термоциклов для неотоженного образца. M_H, M_K – температуры начала и окончания прямых мартенситных превращений; A_H, A_K – температуры начала и окончания обратных мартенситных переходов; $T_{B2\text{-}R}$, $T_{B2\text{-}B19'}$, $T_{R\text{-}B19'}$– температуры калориметрических пиков B2-R, B2-B19’, R-B19’ превращений соответственно; $T_{B19'\text{-}B2}$ – температуры калориметрических пиков двухстадийного B19’-B2 перехода.

На рис. 2 представлена температурная зависимость температур мартенситных переходов от количества теплосмен для образца, который дополнительно был подвергнут низкотемпературному отжигу при 120 °С.

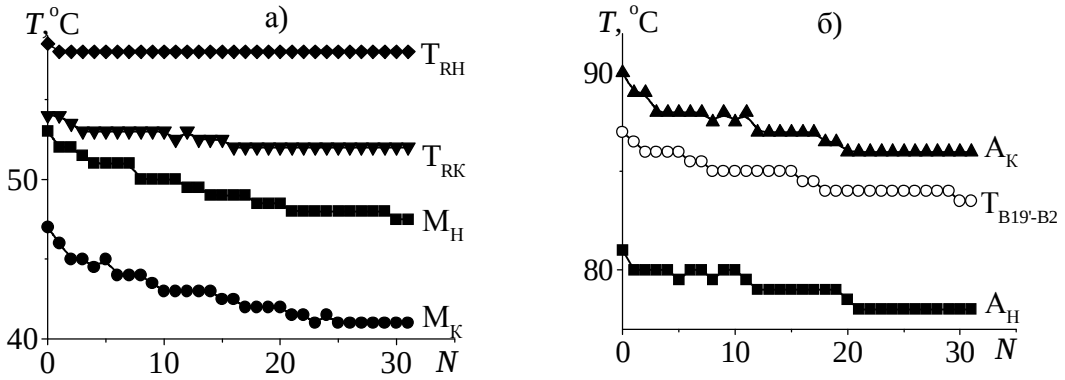


Рис. 2. Изменение температур прямого (*а*) и обратного (*б*) мартенситных превращений от количества термоциклов для образца, дополнительно отожженного при 120 °С в течение 6ч. T_{RH}, T_{RK} – температуры начала и окончания B2 → R превращения, M_H, M_K – температуры начала и окончания R→B19’ превращения; A_H, A_K – температуры начала и окончания обратных мартенситных переходов; $T_{B19'\text{-}B2}$ – температуры калориметрического пика B19’→ B2 перехода.

Как и следовало ожидать, после низкотемпературного отжига при охлаждении реализуется цепочка B2 → R → B19’ превращений. Важно, что температуры этих переходов очень слабо меняются при дальнейшем термоциклировании. С ростом числа термоциклов температуры $M_н$ и $M_к$ уменьшаются на 6 °С, в то время как в неотоженном образце, изменения составляли 7 и 24 °С соответственно. Величина температурного интервала и последовательности фазовых переходов остается неизменными с нарастанием N. Таким образом, низкотемпературный отжиг оказывает стабилизирующее влияние на характеристики мартенситных превращений при термоциклировании.

Физическая природа влияния низкотемпературного отжига на стабилизацию температур мартенситных превращений в сплаве TiNi не ясна. Как уже говорилось, это может быть связано с упорядочением дефектов замещения, приводящих к упрочнению сплава, что препятствует развитию микропластической деформации при превращении. Заметим также, что одной из возможных причин такого поведения может являться тот факт, что при низкотемпературном отжиге произошла смена последовательности прямого превращения с B2 → B19’ на B2 → R → B19’. Превращение B2 → B19’ сопряжено с большими деформациями решетки, составляющих порядка 9 %, что приводит к развитию микропластической деформации и росту плотности дефектов при многократном термоциклировании. Двухступенчатый переход из B2 структуры в B19’ через промежуточную R-фазу может способствовать тому, что упругие напряжения будут релаксировать не путем размножения дислокаций, а за счет микросдвигов при превращении, сопровождающихся небольшими деформациями решетки. Подтверждением сказанному могут являться данные работы [2], которые показывают, что термоциклирование через интервал B2 ↔ B19’ перехода способствует накоплению дефектов в сплаве, а изменение температуры через интервал B2 → R превращения практически не сопровождается изменением дефектной структуры. Заметим, что именно это может являться причиной отсутствия фазового наклепа в сплавах TiNi, содержащих более 50.5 ат. % Ni, в которых реализуется сложная последовательность переходов.

Заключение

В работе установлено, что при термоциклировании образца, подвергнутого низкотемпературному отжигу при температуре 120 °С в течение 6 часов, изменения температур мартенситных превращений являются незначительными, а последовательность и температурный интервал фазового превращения остаются неизменными. Процесс низкотемпературного отжига может использоваться как способ стабилизации характеристик устройств, выполненных из сплавов TiNi, работающих в режиме многократных теплосмен через интервал мартенситных превращений.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№ 07-01-00457а, и № 08-08-00281а).

Список литературы

1. Shape memory alloys: fundamentals, modeling and applications.Editors: V. Brailovsli, S. Prokoshkin, P. Terriault, F. Trochu//Ecole de technologie superieure. 2003, 845 p.
2. Хачин В.Н., Пушин В.Г., Кондратьев В.В. Никелид титана: структура и свойства. – М.: Наука. 1992. –160 с.
3. Беляев С.П., Реснина Н.Н., Влияние низкотемпературного отжига на мартенситные превращения в сплавах TiNi// Журнал функциональных материалов, - 2007, №7. С.-246-249.
4. Гришков В.Н., Лотков А.И. Структурные дефекты в сплавах Ti-Ni в области гомогенности B2 фазы // Изв. Вузов. Физика. –1987. –№ 11. –С. 45 – 50.

МАРТЕНСИТНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА БЫСТРОЗАКАЛЕННОЙ ЛЕНТЫ СПЛАВА $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$, НАХОДЯЩЕГОСЯ В РАЗЛИЧНЫХ СТРУКТУРНЫХ СОСТОЯНИЯХ

Беляев С. П.[1], Коноплева Р. Ф.[2], Реснина Н. Н.[1], Шайбер Ф.[3],Шеляков А. В.[4]

[1] *Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*
[2] *Петербургский Институт ядерной физики РАН, Гатчина, Россия*
[3] *Технический университет, Грац, Австрия*
[4] *Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия*
natasha@smel.math.spbu.ru

Перспективы использования тонких лент из сплавов с памятью формы связывают с разработкой МикроЭлектроМеханических систем [1]. Предполагается, что в таких устройствах сплавы с памятью формы будут выполнять роль сенсора и актуатора. В связи с этим очень важным является исследование кинетики мартенситных превращений и особенностей проявления эффектов памяти формы в тонкомерных объектах. Наиболее простым способом их получения является спинингование, сопряженное со сверхбыстрой закалкой и формированием аморфной или аморфно-кристаллической структуры сплава. Целью настоящей работы явилось комплексное исследование структуры, мартенситных превращений, механических и функциональных свойств быстрозакаленных тонких лент сплава $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$ в аморфном и кристаллическом состояниях.

В качестве объектов исследования использовали ленты сплава $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$ толщиной 40 мкм и шириной 2 мм, полученные методом планарного литья. Из ленты нарезали образцы длиной 5 мм, необходимые для исследования. Кристаллизацию, отжиги и исследование кинетики мартенситных превращений осуществляли в камере дифференциального сканирующего калориметра Mettler Toledo 822^e. Скорость изменения температуры составляла 10 ^oC/мин. Исследование структуры образцов производили в рентгеновском аппарате ДРОН УМ1 в CuK_α излучении. Механические и функциональные свойства определяли при испытаниях на изгиб в специально разработанном устройстве. Методика проведения механических испытаний, исследования эффекта памяти формы и обработки результатов представлена в [2].

Исследование структуры и мартенситных превращений

Рентгенограммы, полученные в исходных образцах при комнатной температуре, показали, что контактная поверхность ленты, соприкасающаяся в процессе спинингования с медным диском, находится в аморфном состоянии, в то время как противоположная свободная поверхность ленты содержит кристаллическую фазу. Анализ рентгенограмм позволил установить, что наблюдаемые на свободной поверхности рефлексы принадлежат кристаллам орторомбической B19-фазы и кристаллам оксида титана. При нагревании до 80 ^oC на рентгенограмме исчезают рефлексы B19-фазы и возникают отражения, соответствующие кубической B2 структуре. Объемная доля кристаллической фазы, претерпевающей превращение B19 $\rightarrow$ B2, весьма мала, настолько, что на калориметрической кривой, полученной при охлаждении и нагревании образца в интервале температур 100 $^oC \div$ -120 ^oC, пики выделения или поглощения тепла не были обнаружены. Для того чтобы оценить толщину кристаллического слоя, образцы были подвергнуты механической шлифовке со стороны свободной поверхности. Слои последовательно удаляли и снимали рентгенограммы при комнатной температуре. После того, как со стороны свободной поверхности был

удален слой толщиной 6 мкм, на рентгенограмме практически исчезли пики в интервале углов 2θ 41 ÷ 43° и 58 ÷ 66 °, а удаление слоя толщиной 20 мкм привело к тому, что вид рентгенограммы стал полностью соответствовать аморфному состоянию (рис. 1).

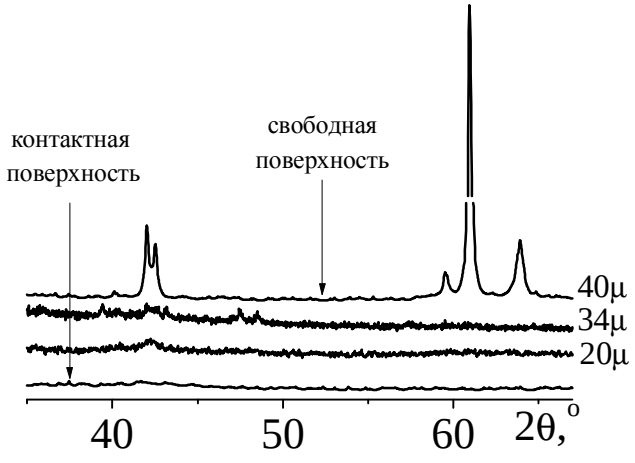


Рис. 1. Рентгенограммы, полученные в исходном образце при комнатной температуре. Цифрами у кривых обозначена толщина образца.

Таким образом, можно считать установленным, что кристаллические зерна, образованные при закалке, в основном, сосредоточены в слое толщиной порядка 6 мкм, прилежащем к свободной поверхности. Эти данные находятся в согласии с результатами работы [3].

Исходные образцы были подвергнуты изотермической кристаллизации при температуре 440 °С. После чего исследовали структуру и мартенситные превращения в закристаллизованном образце. Результаты рентгеноструктурного исследования показали, что при комнатной температуре сплав, как с контактной, так и со свободной поверхности находится в мартенситном состоянии. В калориметрических экспериментах установлено, что мартенситное превращение при охлаждении и нагревании осуществляется в несколько стадий. По-видимому, это может быть обусловлено мультимодальным распределением зерен по размерам или существованием неоднородного поля внутренних напряжения.

Исследование механических и функциональных свойств

Механические и функциональные свойства исследовали в режиме изгиба до различных степеней деформации. Образцы изгибали между двумя плоскопараллельными пластинами до деформации $e_{общ}$, разгружали и измеряли остаточную деформацию $e_{ост}$. После этого кристаллические образцы нагревали до температуры 100 °С, наблюдая возврат деформации, обусловленный эффектом памяти формы. Затем образец охлаждали до комнатной температуры и измеряли величину эффекта обратимой памяти формы.

Деформирование аморфного образца до 2 % осуществляется упруго, и остаточная деформация равна нулю. Дальнейшее увеличение деформации приводит к неупругой деформации материала. С нарастанием $e_{общ}$ увеличивается $e_{ост}$ (рис. 2*а*). Кристаллический образец даже при малых деформациях деформируется неупруго.
После разгрузки наблюдается значительная остаточная деформация, которая при нагревании полностью или частично восстанавливается, т.е. наблюдается эффект памяти формы (рис. 2*б*). До тех пор, пока заданная деформация не превосходит 4 %, деформирование осуществляется в основном за счет обратимого канала деформации, связанного с переориентацией мартенсита. Большая часть накопленной деформации восстанавливается при нагреве, а эффект обратимой памяти формы не наблюдается. Как только заданная деформация превышает величину 4 %, так наряду с обратимой деформацией происходит и пластическое течение. При этом наблюдается эффект обратимой памяти формы, т.е при последующем охлаждении и нагревании образец самопроизвольно меняет деформацию. При охлаждении образец изгибается в на-

правлении действия силы, а при нагревании – разгибается. Величина этих изменений растет с повышением $e_{общ}$ и достигает 0.9 %.

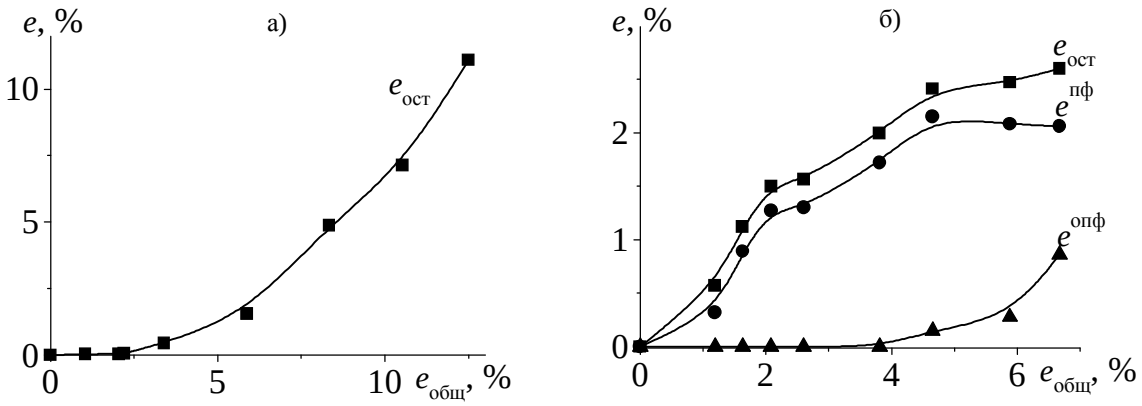


Рис. 2. Изменение величин остаточной деформации $e_{ост}$, эффекта памяти формы $e^{пф}$, эффекта обратимой памяти формы $e^{опф}$ от деформации $e_{общ}$, заданной в мартенситном состоянии. *а* – исходный образец; *б* – образец, кристаллизованный при температуре 440 °С

Заключение

В работе исследованы структура, мартенситные превращения, механические и функциональные свойства тонких лент сплава $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$, находящегося в аморфном и кристаллическом состояниях. Обнаружено, что контактная поверхность исходной ленты является аморфной, а свободная содержит кристаллы B19-фазы. Толщина слоя, в котором сосредоточены кристаллы, составляет порядка 6 мкм. Установлено, что мартенситные превращения в закристаллизованном образце реализуется по схеме B2 ↔ B19 в несколько стадий. Сплав в исходном состоянии до 2 % деформируется упруго. Кристаллический сплав деформируется до 4 % за счет переориентации мартенситных кристаллов, а затем включаются необратимые механизмы деформации. Обнаружено, что в кристаллических образцах наблюдается эффект памяти формы и эффект обратимой памяти формы. Последний проявляется только в том случае, если при деформировании были задействованы необратимые каналы деформации.

Работа выполнена при поддержке грантов президента Российской федерации для молодых кандидатов наук (МК-1813.2007.8), гранта РФФИ (№ 08-08-00281а), гранта Stipendium fuer kruzfristige wissenschaftliche Arbeiten und fachspezifische Kurse im Ausland (KUWI)

Список литературы

1. Yongqing Fu, Hejun Du, Weimin Huang, Sam Zhang, Min Hu TiNi-based thin films in MEMS applications: a review//Sensors and Actuators A: Physical, V. 112, № 2-3, 2004. p.395-408.
2. Беляев С. П., Реснина Н. Н., Шеляков А. В., Мартенситные превращения и эффект памяти формы в частично кристаллизованном сплаве $Ti_{40,7}Hf_{9,5}Ni_{44,8}Cu_5$, // Журнал функциональных материалов, - 2007, №4. С.-151-155.
3. Кареев С. И., Глезер А. М., Шеляков А. В., 32 Структура и характер мартенситного превращения в быстрозакаленном сплаве $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$ при термоциклировании// Журнал функциональных материалов, - 2007, №1. С.-32-36.

ВЛИЯНИЕ ПОР НА ЗЕРНОГРАНИЧНОЕ ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ МАТЕРИАЛЕ

Кульков В. Г., Васильева Ю. В.

Филиал Московского Энергетического института (ТУ), г. Волжский
vikulkov@yandex.ru

Релаксационные свойства поликристаллических материалов в значительной степени определяются структурой межзеренных границ в мезоскопическом масштабе. В большинстве случаев форма границ не является плоской. Одним из элементов дефектной структуры границ являются протяженные поры, образующиеся в процессе граничного проскальзывания, сопровождающего пластическую деформацию.

Рассмотрим межкристаллитную границу, состоящую из параллельных плоских сегментов ширины l_1, разделенных чередующимися ступеньками одинаковой высоты и цилиндрическими порами. Ступеньки смещают плоскость границы в нормальном к ней направлении, поры возвращают назад. Строение границы периодично с периодом $2l_1$ и имеет двумерный характер, как показано на рисунке. Наличие переменного внешнего сдвигового напряжения, приложенного к границе вдоль плоских сегментов, приводит к тому, что на ступеньках возникают нормальные компоненты напряжений, и они в процессе проскальзывания являются периодически действующими источниками вакансий. Избыточной по сравнению с равновесной концентрацией вакансий вблизи поры, обусловленной лапласовым давлением вблизи ее искривленной поверхности, пренебрегаем.

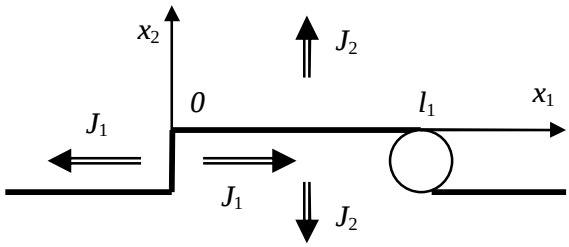


Рис. Ступенчатая граница, содержащая поры. J_1 и J_2 зернограничный и объемный потоки вакансий.

Несимметричность граничных условий приводит к тому, что средняя по сегменту зернограничная концентрация вакансий в произвольный момент времени в общем случае отлична от равновесной. Это приводит к тому, что граница как целое является источником вакансий для потока в объем зерна. Считаем, что объемная концентрация вакансий достигает равновесного значения вблизи объемных стоков, удаленных от границы на расстояние l_2. Соответствующие выражения для избыточных концентраций вакансий вблизи источников и стоков на границе и в объеме имеют вид: $C_m(0,t) = C'_m \exp(i\omega t)$, $C_m(l_m,t) = 0$, где индекс m принимает значения 1 и 2 для границы и объема, соответственно. Уравнение диффузии вакансий вдоль границы и в объеме имеет вид:

$$\frac{\partial C_m(x_m,t)}{\partial t} = D_m \frac{\partial^2 C_m(x_m,t)}{\partial x_m^{\,2}}, \qquad (1)$$

где D_m – зернограничный или объемный коэффициент диффузии.

Решение такой задачи имеет вид:

$$C_m(x_m,t) = C'_m \frac{\sin(\gamma_m(1+i)(l_m - x_m))}{\sin(\gamma_m(1+i)l_m)} \exp(i\omega t), \qquad \gamma_m = \sqrt{\frac{\omega}{2D_m}}. \qquad (2)$$

Мощность границы как источника вакансий в объем в мезомасштабе находится усреднением по координате выражения (2) для $m = 1$, что дает:

$$C_2' = \frac{C_1'(\mathrm{ch}(\gamma_1 l_1) - \cos(\gamma_1 l_1))\sqrt{2\left(\mathrm{sh}^2(\gamma_1 l_1) + \sin^2(\gamma_1 l_1)\right)}}{2\gamma_1 l\left(\sin^2(\gamma_1 l_1)\mathrm{ch}^2(\gamma_1 l_1) + \cos^2(\gamma_1 l_1)\mathrm{sh}^2(\gamma_1 l_1)\right)}\exp(i\varphi_C),$$
$$\mathrm{tg}\varphi_C = \frac{\mathrm{sh}(\gamma_1 l_1) - \sin(\gamma_1 l_1)}{\mathrm{sh}(\gamma_1 l_1) + \sin(\gamma_1 l_1)} \quad . \qquad (3)$$

Скорости проскальзывания, обусловленные зернограничным и объемным потоками вакансий, обозначенными на рисунке как J_1 и J_2, определяются, соответственно, как

$$v_1 = -\frac{2D_1\delta\Omega}{d}\frac{\partial C_1(x_1,t)}{\partial x_1}\bigg|_{x_1=0}, \qquad v_2 = -\frac{4D_2 l_1\Omega}{d}\frac{\partial C_2(x_2,t)}{\partial x_2}\bigg|_{x_2=0}, \qquad (4)$$

где δ – диффузионная ширина границы, Ω – атомный объем, d – высота ступеньки. Соотношения (4) с учетом (2) и (3) приводят к выражениям для зернограничной и объемной составляющих скорости проскальзывания:

$$v_m(t) = A_m\frac{\sqrt{2\left(\cos^2(\gamma_m l_m)\sin^2(\gamma_m l_m) + \mathrm{ch}^2(\gamma_m l_m)\mathrm{sh}^2(\gamma_m l_m)\right)}}{\sin^2(\gamma_m l_m)\mathrm{ch}^2(\gamma_m l_m) + \cos^2(\gamma_m l_m)\mathrm{sh}^2(\gamma_m l_m)}\exp(i(\omega t + \varphi_m)),$$
$$A_1 = \frac{2D_1\delta\Omega\gamma_1 C_1'}{d}, \qquad A_2 = \frac{4D_2 l_1\Omega\gamma_2 C_2'}{d},$$
$$\varphi_1 = \mathrm{arctg}\left(\frac{\sin(\gamma_1 l_1)\cos(\gamma_1 l_1) - \mathrm{sh}(\gamma_1 l_1)\mathrm{ch}(\gamma_1 l_1)}{\sin(\gamma_1 l_1)\cos(\gamma_1 l_1) + \mathrm{sh}(\gamma_1 l_1)\mathrm{ch}(\gamma_1 l_1)}\right), \qquad (5)$$
$$\varphi_2 = \varphi_C + \mathrm{arctg}\left(\frac{\sin(\gamma_2 l_2)\cos(\gamma_2 l_2) - \mathrm{sh}(\gamma_2 l_2)\mathrm{ch}(\gamma_2 l_2)}{\sin(\gamma_2 l_2)\cos(\gamma_2 l_2) + \mathrm{sh}(\gamma_2 l_2)\mathrm{ch}(\gamma_2 l_2)}\right)$$

Баланс сил на периоде структуры границы приводит к уравнению:

$$2l_1\sigma_0\exp(i(\omega t + \varphi_\sigma)) = 2l_1\eta(v_1(t) + v_2(t)) + \frac{C_1' dkT}{C_0\Omega}\exp(i\omega t). \qquad (6)$$

Здесь σ_0 – амплитуда приложенного к границе сдвигового напряжения, φ_σ – фаза напряжений, η – эффективная сдвиговая вязкость границы.

Внутреннее трение равно $Q_1^{-1} = \frac{\Delta W_1}{2\pi W}$, где $\Delta W_1 = R\int_0^{l_1}\int_0^{2\pi/\omega}\mathrm{Re}(\sigma(x,t))\mathrm{Re}(v(t))dxdt$ и $W = \frac{V_0\sigma_0^{\,2}}{2G}$, где V_0 – объем зерна, G – модуль сдвига. В приближении сферической формы зерен радиуса R с учетом выражений: $\sigma(t) = \sigma_0\exp(i(\omega t + \varphi_\sigma))$, $v(t) = v_1(t) + v_2(t)$. получаем:

$$Q^{-1} = \frac{3\kappa G}{\pi\sigma_0^{\,2}R}\int_0^{\pi/\omega}\mathrm{Re}(\sigma(t))\mathrm{Re}(v_1(t) + v_2(t))dt. \qquad (7)$$

В рамках предлагаемой модели возможно рассмотрение границы, содержащей периодически расположенные ступеньки противоположных знаков. В этом случае граничные условия на соседних ступеньках различаются знаком, так что средняя концентрация на границе в силу симметрии всегда равна нулю. Это приводит к отсутствию объемных потоков вакансий из границы в целом. Решение задачи имеет

тот же вид, но теперь под l_1 следует понимать половину расстояния между соседними ступеньками. Найдем асимптотические выражения для величины внутреннего трения на границах, не содержащих поры, в двух предельных случаях.

1. Область низких частот или высоких температур. В этом случае $\gamma_1 l_1 << 1$, что равносильно $\omega l_1^2 / D_1 << 1$. Выражение (5) для скорости проскальзывания принимает вид: $v_1 = \frac{2D_1 C_1' \delta\Omega}{dl} \exp\left(i\left(\omega t - \frac{2(\gamma_1 l_1)^2}{3} \right) \right)$. Величина первого слагаемого в (6) мала по сравнению со вторым при любых значениях температуры и частоты. Это следует из оценки, для которой приняты следующие характерные значения величин: $kT = 10^{-20}$ Дж, $C_1'\Omega = 10^{-2}$, $\eta = A\exp\left(\frac{H}{kT}\right)$, $A = 1$ Н·с/м^3, $D_1 = D_0 \exp\left(-\frac{H}{kT}\right)$, $D_0 = 10^{-5}$ м^2/с, $d = 10^{-7}$ м, $\Omega \sim 10^{-29}$ м^3. Здесь значения энергии активации проскальзывания и граничной самодиффузии приняты одинаковыми. В этом случае решение уравнения (6) дает: $C_1' = \frac{2\sigma_0 l_1 C_0 \Omega}{dkT}$, $\mathrm{tg}\varphi_\sigma = \frac{8D_1 C_0 \Omega^2 \delta\eta(\gamma_1 l_1)^2}{3d^2 kT}$, C_0 – равновесная концентрация вакансий на границе. Выражение (7) принимает вид:

$$Q^{-1}{}_1 = \frac{6\kappa G \delta \Omega^2 C_0}{d^2 kTR} \frac{D_1}{\omega}. \qquad (8)$$

2. Область высоких частот или низких температур $\gamma_1 l_1 >> 1$. Выражение для скорости принимает вид $v_1 = \frac{2\sqrt{2} D_1 C_1 \delta\Omega\gamma_1}{d} \exp\left(i\left(\omega t - \frac{\pi}{4} \right) \right)$. Величина $\mathrm{tg}\varphi_\sigma$ порядка отношения первого слагаемого в (6) ко второму. Выражение для внутреннего трения принимает вид:

$$Q^{-1}{}_1 = \frac{3\sqrt{2}\kappa G \delta \Omega^2 C_0 l_1}{d^2 kTR} \sqrt{\frac{D_1}{\omega}}. \qquad (9)$$

В случае границ, содержащих протяженные поры, внутреннее трение несколько возрастает благодаря появлению объемных вакансионных потоков, приводящих к увеличению скорости взаимного движения зерен. Соответствующее возрастание величины внутреннего трения в рассмотренных выше асимптотических случаях описывается выражениями:

$$Q^{-1}{}_2 = \frac{6\kappa G D_2 l_1^2 C_0 \Omega^2}{d^2 kTR l_2 \omega}, \qquad \gamma_2 l_2 << 1, \qquad (10)$$

$$Q^{-1}{}_2 = \frac{6\sqrt{2}\kappa G l_1 C_0 \Omega^2 \sqrt{D_1 D_2}}{d^2 kTR\omega}, \qquad \gamma_2 l_2 >> 1. \qquad (11)$$

Из выражений (8) и (10) видно, что внутреннее трение для $\gamma_1 l_1 << 1$ в обоих случаях обратно пропорционально частоте. При значениях $\gamma_1 l_1 >> 1$ отношение объемного вклада во внутреннее трение к граничному согласно (9) и (11) имеет вид: $\frac{Q^{-1}{}_2}{Q^{-1}{}_1} = \frac{1}{\delta}\sqrt{\frac{D_2}{\omega}}$, что в рассматриваемом случае высоких частот и низких температур составляет весьма малую величину. Поэтому вкладом объемных потоков во внут-

реннее трение можно пренебречь, так что его величина остается обратно пропорциональной корню из частоты. Везде к – геометрический коэффициент.

Зависимость внутреннего трения от частоты имеет степенной вид с показателем степени, изменяющимся от значения –1 до значения –0,5, а энергия активации изменяется от энергии активации граничной диффузии до половины этой величины при возрастании частоты и уменьшении температуры.

МОДЕЛЬ МИГРАЦИИ ГРАНИЦЫ НАКЛОНА, ОБРАЗОВАННОЙ СОПРЯЖЕНИЕМ НЕСОРАЗМЕРНЫХ АТОМНЫХ ПЛОСКОСТЕЙ

Кульков В. Г., Поляков А. С.

Филиал Московского энергетического института в г. Волжском.
vikulkov@yandex.ru

1. Атомная структура границы

Миграция межзеренных границ является важным релаксационным процессом в поликристаллических материалах, определяющим их состояние в процессе пластической деформации, фазовых превращениях, а также характеризует их стабильность. Как известно, большинство большеугловых межзеренных границ не являются специальными. Такие границы называются границами общего типа, которые можно рассматривать с точки зрения несоразмерных систем [1]. Для таких границ характерно равномерное распределение атомов одного зерна внутри приведенной ячейки другого.

Модели миграции границ зерен специального типа можно считать достаточно хорошо разработанными, чего нельзя утверждать относительно границ произвольного типа. Механизм миграции таких границ подразумевает рассмотрение перестроек локальных конфигураций атомов в области сопряжения кристаллитов.

Предлагаемая в настоящей работе модель является развитием описанной ранее модели миграции границы, образованной сопряжением несоразмерной и вициналь-ной поверхностей [2, 3]. Модель является двумерной, поскольку описывает миграцию границы наклона с произвольным углом разориентации.

Структура поверхности одного из сопрягаемых кристаллитов представляет собой совокупность непериодически повторяющихся выступов одноатомной высоты. Такая непериодичность является следствием того, что поверхность развернута на произвольный неспециальный угол так, что один из индексов Миллера плоскости является иррациональным. При наличии термодинамических движущих сил миграции атомы, расположенные на выступах, должны покинуть свои позиции, перейдя диффузионным путем в новые положения решетки второго кристаллита. Эти положения являются потенциально возможными местами расположения атомов, составляя вакантные атомные ряды растущего кристаллита.

На рис. 1 показан один из таких выступов (обозначен пунктирной линией) и атом, вынужденный удалиться (черная точка). Его новое положение не может находиться внутри окружностей, показанных тонкими линиями вследствие значительного возрастания энергии межатомного взаимодействия. Возможные переходы могут осуществляться только в область, выделенную жирной линией (назовем ее основной областью), или аналогичную область в другом месте границы. Выбор варианта перехода зависит от попадания вакантных атомных рядов второго кристаллита в основную область.

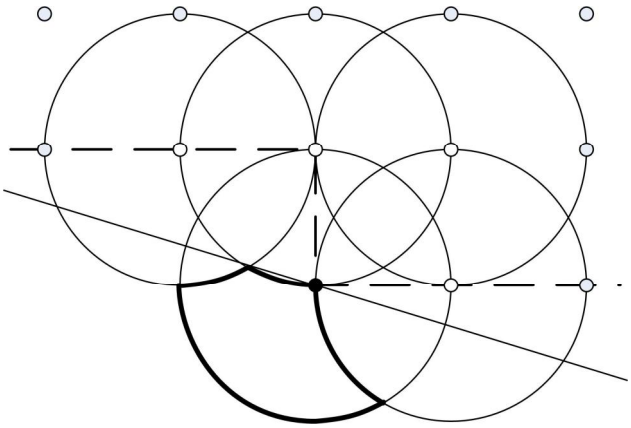


Рис. 1. Структура границы кристаллита

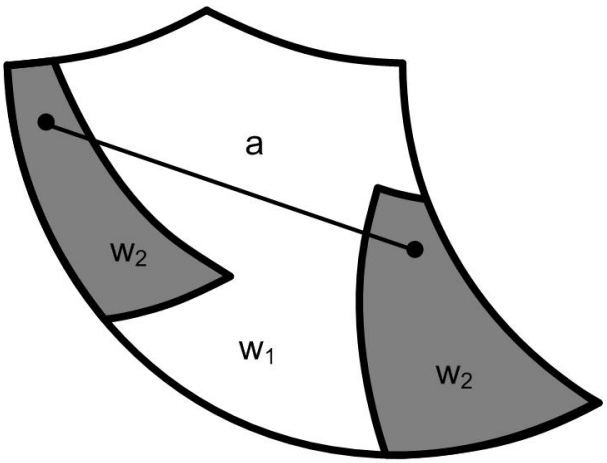


Рис. 2. Основная область

Количество таких рядов может равняться 0, 1 или 2. Поскольку указанные события составляют полную систему, справедливо соотношение:

$$w_0 + w_1 + w_2 = 1,$$

где w_i – соответствующая вероятность.

Если основная область содержит хотя бы один вакантный атомный ряд, переход осуществляется путем одного скачка. Отсутствие в ней вакантных атомных рядов означает, что переход будет осуществляться на большие расстояния в другие аналогичные области, где имеется два таких ряда, один из которых заполняется атомом, образующим эту область. Такие переходы имеют значительно большее время и поэтому контролируют процесс миграции.

Попадание одного из вакантных атомных рядов второго кристаллита в какую либо закрашенную серым область на рис. 2 означает, что второй вакантный атомный ряд той же решетки автоматически попадает в другую такую же область. Это приводит к тому, что $w_0 = w_2$. Таким образом, для расчета времен перехода необходимо знать величину w_2.

2. Метод расчета вероятности

Вероятность w_2 является отношением одной из закрашенных серым областей на рис. 2 к полной площади основной области. Составляя систему неравенств, описывающих основную область, можно определить ее площадь.

Конфигурация закрашенной серым области представляет собой пересечение исходной основной области и области, полученной путем поворота исходной картинки на угол разориентации кристаллитов a и сдвига ее на вектор трансляции повернутой решетки. В рассматриваемом здесь случае большеугловых границ, с учетом симметрии физически различные значения угла разориентации кристаллитов лежат в пределах $10° < a < 45°$.

Введем систему координат XOY с началом, как показано на рис. 3. Систему координат второго зерна $X'OY'$ получим путем соответствующего поворота и сдвига. В полученных системах координат построим основные области для аналогичных атомов. Эти области можно описать системами неравенств в одной из координатных систем. Закрашенную серым область можно описать с помощью пересечения этих систем.

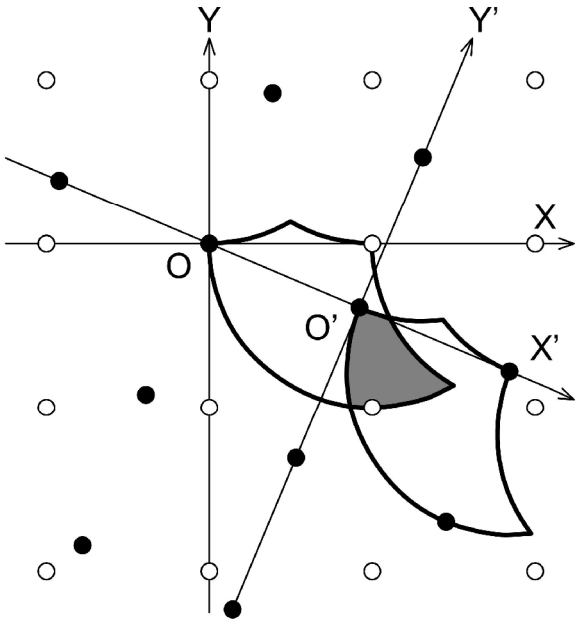


Рис. 3. Преобразование системы координат для расчета вероятности попадания двух вакантных атомных рядов в основную область

Расчет вероятности проводился методом Монте-Карло. Зависимость вероятности попадания двух вакантных атомных рядов в основную область от величины угла разориентировки кристаллитов имеет степенной характер $w_2 \sim a^n$, где $n \approx 1{,}7$.

Время перехода атомов между источниками и стоками в границе, которыми являются рассматриваемые позиции атомных рядов можно оценить из соотношения $t = \frac{l^2}{2D}$, где $l \sim \frac{a}{w_2 \sin a}$ – расстояние между источниками и стоками в границе, a – параметр решетки, D – коэффициент зернограничной диффузии. Тогда скорость миграции $v \sim A w_2^2 s$, где A – коэффициент, учитывающий распределение атомов-источников в границе, угол разориентации кристаллитов и активационные параметры процесса.

Результаты работы свидетельствуют о том, что как рассчитанная величина вероятности w_2, так и скорость миграции границы v зависят от величины угла разориентации кристаллитов, что неоднократно отмечалось в эксперименте [4]. Зависимость имеет нелинейный характер.

Следует отметить, что в случае равенстве угла разориентации кристаллитов специальному, распределение вакантных атомных рядов в основной области становится дискретным. В этом случае работает дислокационный механизм миграции границы.

Список литературы

1. Даринский Б.М., Муштенко С.В., Сайко Д.С. Несоразмерные межкристаллитные границы. Точечные дефекты // Конденсированные среды и межфазные границы. 2000. – Т. 2. №4. – С. 333-338.
2. Кульков В.Г., Поляков А.С. Двумерная атомная модель миграции несоразмерной межзеренной границы наклона // Ползуновский альманах. 2007. – №1-2. – С. 97-100.
3. Кульков В.Г., Поляков А.С. Миграция несоразмерной межзеренной границы наклона // XI Международная конференция «Взаимодействие дефектов и неупругие явления в твердых телах» (IIAPS XI). Тезисы докладов. 2007. – с. 38.
4. Goukon N., Ikeda T., Kajihara M. Characteristic features of diffusion induced grain boundary migration for Σ9 [110] asymmetric tilt boundaries in the Cu(Zn) system // Acta Meterialia. 2000. – V. 48. №7. – p. 1551-1562.

ВЛИЯНИЕ НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ НА ИЗМЕНЕНИЕ МОРФОЛОГИИ α''-ФАЗЫ ТИТАНОВОГО СПЛАВА ВТ9 ПРИ РЕЗКОМ ОХЛАЖДЕНИИ

Нуриева С. К.

Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, г.Уфа
nurieva_s@mail.ru

При подготовке микроструктуры методом объемной обработки давлением широко используются схемы деформации в условиях значительных гидростатических давлений. Из механики деформируемого твердого тела, известно, что если на данное напряженное состояние наложить отрицательный шаровой тензор (так называемое гидростатическое давление), то схема главных деформаций и характер формоизменения заготовки не изменится, однако схема главных напряжений изменится – в ней повысится роль напряжений сжатия [1]. Основной мерой сжимающих напряжений является показатель напряженного состояния, который характеризует вклад гидростатического давления в схему напряженного состояния.

Результаты моделирования показали, что абсолютное значение показателя напряженного состояния (k) в центральной зоне образца при осадке повышается с уменьшением исходной высоты образцов (табл. 1).

Таблица 1. **Результаты математического моделирования одноосной осадки образцов из титанового сплава ВТ9 с различной исходной высотой**

исходная высота образцов, h_0	показатель напряженного состояния, k	локальная деформация, e
h_{01} = 16 мм, 70%	-2,0	1,4
h_{02} = 8 мм, 70%	-4,0	1,2
h_{03} = 4 мм, 70%	-8,0	1,2

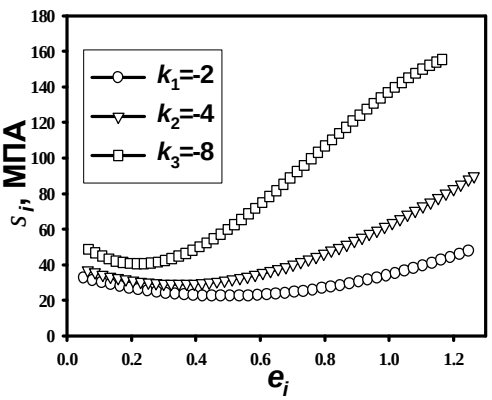


Рис. 1. Диаграммы нагружения, T = 950°C, $x_0 = 10^{-3}$ с$^{-1}$

При осадке в температурно-скоростном режиме сверхпластичности двухфазного титанового сплава ВТ9 на диаграмме нагружения после классического разупрочнения наблюдается упрочнение тем большее, чем больше абсолютное значение показателя напряженного состояния (k), формируемого в образце при деформации (рис. 1).

Известно, что резкое охлаждение образцов из двухфазных титановых сплавов с температуры деформации приводит к фиксации метастабильных фаз при комнатной температуре. При охлаждении из $(\alpha+\beta)$-области метастабильные фазы располагаются в прослойках между пластинами первичной α-фазы [2]. Результаты рентгеноструктурного исследования закаленных образцов из титанового сплава ВТ9 после деформации в $(\alpha+\beta)$-области свидетельствуют о наличии в структуре α-фазы

и α"-мартенсита для всех значений k (рис. 2). О наличии α"-фазы можно судить по расщеплению интерференционной линии (101).

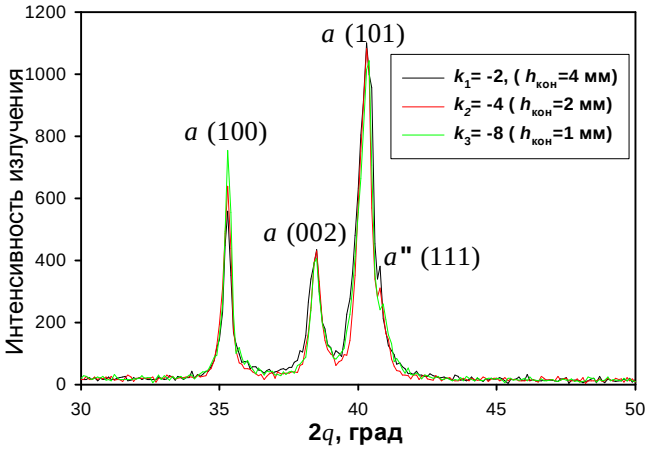
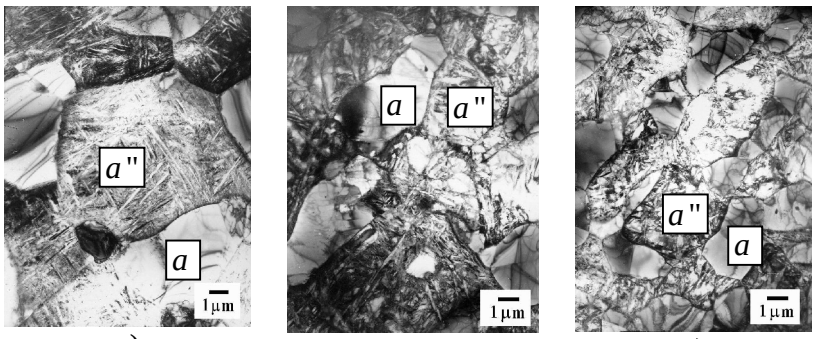


Рис. 2. Участок дифрактограммы образцов сплава ВТ9 после осадки

Однако в зависимости от показателя напряженного состояния в образцах, изменяется морфология мартенситных выделений. Так для $k_1 = -2$ наблюдается тонкопластинчатое строение мартенсита (рис. 3*а*). Для образца с $k_3 = -8$ *a* "-фаза выделяется в виде мелких дисперсных частиц (рис. 3*в*). Кроме того, для образца с $k_3 = -8$ в тонкой структуре отмечается повышенная плотность дислокаций. Для образца с $k_2 = -4$ наблюдается как тонкопластинчатое строение мартенсита, так и его дисперсное выделение (рис. 3*б*).



а) *б*) *в*)

Рис. 3. Тонкая структура образцов после деформации по схеме одноосное сжатие *а*) $k_1 = -2$; *б*) $k_2 = -4$; *в*) $k_3 = -8$

В начале деформации основным механизмом является внутризеренное дислокационное скольжение. Аккомодирующую роль играет зернограничное проскальзывание (ЗГП) по границам колоний и мелких зерен, некоторая доля которых всегда присутствует в структуре. По мере увеличения степени деформации возрастает удельная доля мелкозернистой микроструктуры, соответственно увеличивается вклад ЗГП.

Из анализа литературы известно, что по мере сближения контактных поверхностей при увеличении степени деформации в центральной зоне образца возникает напряженное состояния всестороннего сжатия [1,3], которое характеризуется высоким показателем напряженного состояния. Предполагается, что в этих условиях интенсифицируется процесс размножения дислокаций, активизируются новые системы скольжения, за счет чего повышается дислокационная плотность. Кроме того, возможно, в этих условиях замедляются диффузионные процессы, ответственные за релаксацию напряжений и ЗГП [4]. Предполагается, что дальнейшая деформация продолжает осуществляться в результате действия дислокационного скольжения, причем при увеличении показателя напряженного состояния активизируются новые системы скольжения [5]. Вследствие замедления диффузии замедляется прохождение процесса возврата, что может способствовать измельчению микроструктуры.

Как показывают исследования тонкой структуры, наиболее интенсивно скольжение идет в ОЦК *b* -фазе, в которой, как известно, больше систем скольже-

ния. Однако, для обеспечения целостности материала (в эксперименте ни на одном из деформированных образцов не наблюдали ни пор, ни трещин) в изменившихся на границе β/α условиях, необходима деформация и ГПУ α-фазы. Чем больше степень деформации, тем выше абсолютное значение показателя напряженного состояния, тем более дефектной становится структура β-фазы, в которой образуются скопления дислокаций. Предполагается, что в этих условиях ($k_3 = -8$) в β-фазе происходит образование мелкоячеистой субструктуры (рис. 4).

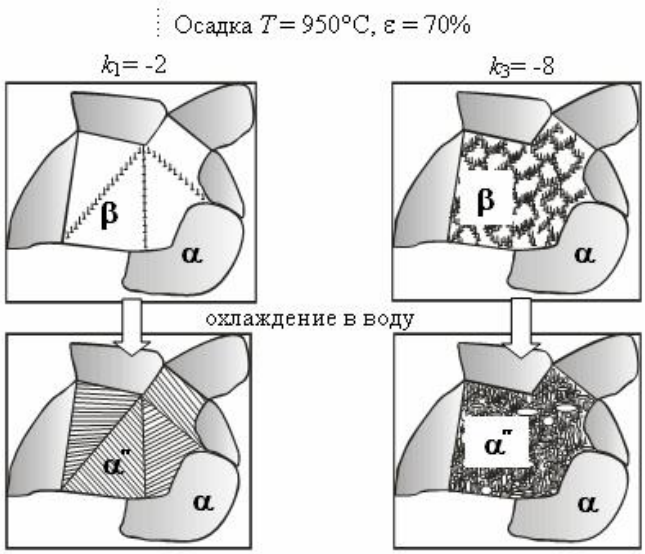


Рис. 4. Изменение морфологии α"-фазы при мартенситном превращении

При последующем резком охлаждении размеры кристаллов мартенсита не выходят за пределы размеров ячеек, сформировавшихся во время деформации. В образцах после охлаждения наблюдается мелкодисперсные выделения мартенситной α"-фазы. Кроме того, α"-мартенсит наследует повышенную плотность дефектов высокотемпературной β-фазы. При осадке образца в условиях низкого значения показателя напряженного состояния по модулю ($k_1 = -2$) возможно образование крупных ячеек. Поэтому, при последующей закалке с температуры деформации наблюдается тонкопластинчатое строение мартенсита.

Список литературы

1. Ильин Л. Н. Основы учения о пластической деформации: учебник для машиностроительных техникумов. – М.: Машиностроение, 1980. – 150 с.
2. Ильин А. А. Механизм и кинетика фазовых и структурных превращений в титановых сплавах. – М.: Наука, 1994. –304 с.
3. Колмогоров В. Л. Механика обработки металлов давлением. – М.: Металлургия, 1986. – 688 с.
4. Бернштейн Л. М. Структура деформированных металлов. – М.: Металлургия, 1977. – 431с.
5. Тихонов А. С. Эффект сверхпластичности металлов и сплавов. – М.: Наука, 1978. – 142 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ НАПЛАВЛЕННОГО МЕТАЛЛА МЕТОДОМ СКЛЕРОМЕТРИИ

Бахрачева Ю. С., Лебедев Е. И.*

НОУ ВПО Волгоградский институт бизнеса, Волгоград, Россия
**ФГУП ПО «Баррикады», Волгоград, Россия*
atd@vstu.ru

Оборудование, подвергающиеся в процессе эксплуатации циклическому температурно-силовому воздействию, например, штампы для горячего деформирования металлов, быстро изнашиваются. Наплавка таких изделий термостойкими сплавами позволяет повысить срок службы. Выбор рационального типа наплавленного металла для высокотемпературных условий работы объектов наплавки представляет важную и довольно сложную научно-техническую задачу, решение которой связано с расчетным и экспериментальным определением кинематических и термодинамических параметров процесса изнашивания и установлением взаимосвязи между ними и высокотемпературными свойствами наплавленного металла.

Общеизвестны методы испытаний, в которых имитируются реальные условия эксплуатации изделий, что позволяет получать обобщенные показатели износостойкости в виде потери массы исследуемого металла и его относительной износостойкости, но они не дают количественной оценки (меры) воздействия контртела на испытуемый металл при фиксированных нагрузке, скорости перемещения и температуре.

Для оценки износостойкости материалов широко применяется метод склерометрических исследований, заключающийся в «царапании» (деформировании) твердыми инденторами поверхности металла с заданной шероховатостью. Методика склерометрических испытаний основана на непрерывном нагружении материала, его деформировании в упругой и упругопластической областях до предельного состояния и последующем разрушении путем горизонтального перемещения индентора, предварительно внедренного на определенную глубину. Методика позволяет изменять нагрузку на индентор и регулировать скорость склерометрирования (царапания). Эти методы позволяют количественно оценить энергоемкость разрушения сплавов и объем деформированного металла при действии абразивной частицы, а также дают возможность металлографически определить структурно-фазовые превращения в зоне трека от индентора, и, в конечном итоге, обосновать работоспособность исследуемых типов наплавленного металла.

Исследование высокотемпературных свойств наплавленного металла производили с использованием новой методики склерометрических испытаний [1], заключающейся в царапании полированной поверхности образца наплавленного металла, нагретого до заданной температуры, алмазным индентором в инертной среде. Методика позволяет изменять нагрузку на индентор, плавно регулировать скорость склерометрирования и изменять температуру испытаний в пределах 20–1200 ^{o}C.

Экспериментальная установка состоит из основания с укрепленным на нем через прокладки электродвигателем переменного тока с редуктором и направляющей для обеспечения прямолинейного движения каретки с индентором. В герметичной камере из полиметилметакрилата предусмотрены отверстия для подвода сварочных кабелей и подающего аргон шланга. В процессе испытаний в алмазный индентор конусной формы с углом при вершине 120° и радиусом заточки 200 мкм под нагрузкой 0,5 – 1,0 Н со скоростью до 5,5 мм/с перемещают по поверхности нагреваемого про-

ходящим током образца. Температуру наплавленного на образец металла контролируют термопарой, спай которой заделан в наплавленный металл.

Заданная форма индентора, в отличие от остроугольной конусной и пирамидальной, обеспечивая только пластическую деформацию металла без его резания, позволяет получить более достоверные экспериментальные данные, т.к. уменьшается вероятность срезания металлической стружки, объем которой трудно учесть в общем объеме деформированного металла. Выбранный в качестве материала для индентора алмаз имеет максимальную твердость в сочетании с высокой температурой плавления и не изнашивается при высокотемпературном нагружении в инертной среде, что в отличие от других, используемых для изготовления инденторов материалов, обеспечивает идентичные физико-химические условия в контакте образец–индентор. Это также способствует повышению достоверности результатов склерометрирования. Выбор диапазона нагрузок объясняется высоким сопротивлением испытываемых материалов деформированию, что при нагрузке менее 0,5 Н приводит к неудовлетворительному формированию трека от индентора и затрудняет оценку результатов. При нагрузке более 1,0 Н возможно хрупкое разрушение (скол) индентора. Заданный диапазон скоростей склерометрирования обусловлен особенностью пластической деформации горячего металла и размером образца, на который он наплавлен. Максимальная скорость перемещения индентора (5,5 мм/с) ограничена появлением в треке характерных волн, природа которых связана с накоплением и перемещением дислокаций. Размеры и форму полированных тавровых образцов выбирали из условий эффективного их нагрева проходящим током от источника питания ВДУ-504 на токе 300 А и напряжении 20 В.

Экспериментальные образцы наплавляли дуговым способом неплавящимся электродом в гелии с присадкой порошковых проволок ПП-Нп-25Х5ФМС, ПП-Нп-35Х3В9ФСГ, ПП-Нп-220Х26М6Н2, ПП-Нп-260Х24Н67М4Б2, ПП-Нп-80Х4Н74Ю10М3В3Ц2.

В данной работе количественная оценка износостойкости наплавленного металла определялась двумя методами.

Известно, что внедрение жесткого индентора в твердое тело приводит к появлению характерной «короны» у основания отпечатка. Схематично ее можно описать волной, высота и положение гребня которой определяются относительной величиной пластического объема. Последняя, в свою очередь, зависит от способности материала к пластическому течению. В случае малого деформационного упрочнения, наблюдается сильная локализация пластического течения, вследствие чего высота гребня достаточно велика, а сам он находится в непосредственной близости к краям отпечатка. В начальный момент формирования царапины протекает последующая деформация наклепанного материала, вызванная движением боковой поверхности индентора. Срез «короны» основного отпечатка трансформируется в наплыв. При дальнейшем движении впереди индентора наплыв нарастает и достигает предельной высоты при максимальном усилии царапания $P_{ц}$. В этот момент происходит локальное разрушение металла в вершине наплыва, в результате чего снижается усилие царапания.

Следовательно, измеряя относительную высоту «короны» δ (например, методом световой металлографии на поперечном шлифе) можно судить о способности материала к пластическому формоизменению.

$$d = \frac{\Delta h}{h} \cdot 100\% \qquad (1)$$

Эта простая методика дает достаточно точные и воспроизводимые результаты. Для увеличения точности обычно вдоль одного направления наносятся пять царапин, и каждая измеряется в четырех местах. Таким образом, каждая полученная экспериментальная точка представляет средний результат 20 индивидуальных измерений, а ошибка опыта в наихудшем случае не превышает 5%.

Также в качестве критерия износостойкости было предложено взять энергию деформации. При склерометрировании энергия деформации может быть определена через работу тангенциальной силы сопротивления царапанию R_t при перемещении индентора во время формировании лунки длиной L:

$$A = \int_0^L R_t \, dx \qquad (2)$$

Интенсивность изнашивания определялась на машине трения МИ-1М по схеме «диск-колодка». Микроструктуру исследуемых сплавов в зоне трека, а также геометрические параметры трека исследовали на микроскопах Olympus-BX61 (увеличение 50…1000) и МИН-9 (увеличение 50…200).

Оценку сопротивления наплавленного металла деформированию проводили двумя способами: по формулам (1), а именно «короне» отпечатка при внедрении жесткого индентора, и по величине энергии деформации A в процессе царапания на участке длиной 0,01 м по формуле (2).

Результаты расчетов показывают, что бóльшим сопротивлением горячему деформированию обладают сплавы на основе никеля ПП-Нп-260Х24Н67М4Б2 и интерметаллида Ni_3Al ПП-Нп-80Х4Н74Ю10М3В3Ц2. Малый объем деформированного металла свидетельствует о хорошей термостабильности и высоком сопротивлении термосиловому воздействию их гетерогенной структуры. Сплав ПП-Нп-260Х24Н67М4Б2 состоит из легированного твердого раствора на основе никеля и карбидной эвтектики. Структура сплава ПП-Нп-80Х4Н74Ю10М3В3Ц2 состоит из матрицы на основе интерметаллида Ni_3Al, пластичной структурной составляющей γ-фазы (неупорядоченного твердого раствора алюминия в никеле) и карбидов, равномерно распределенных в ней. Такая сложная структура обусловливает превосходное сопротивление наплавленного металла деформированию при высоких температурах. У сплавов на основе железа (ПП-Нп-25Х5ФМС, ПП-Нп-35Х3В9ФСГ, ПП-Нп-220Х26М6Н2) объем деформированного металла существенно больше, что объясняется меньшей жаропрочностью матрицы на основе α-железа, содержащей в качестве упрочняющих фаз карбиды, в сравнении с комплексно упрочненной структурой, имеющей γ-Ni основу.

Список литературы

1. Лебедев, Е.И. Исследование высокотемпературных свойств наплавленного металла методом склерометрии [Текст] / Е.И. Лебедев, Г.Н. Соколов, И.В. Зорин и др. // Упрочняющие технологии и покрытия, 2006. № 1. С. 40-44.

ПОВЫШЕНИЕ КОМПЛЕКСА МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КОНСТРУКЦИОННЫХ СТАЛЕЙ ПРИ ТЕРМОЦИКЛИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Семенова Л. М., Власова И. В., Бахрачева Ю. С.*

Волгоградский государственный технический университет, Волгоград, Россия
**НОУ ВПО Волгоградский институт бизнеса, Волгоград, Россия*
Kobceva-Inna@jandex.ru, atd@vstu.ru

Для конструкционных сталей до настоящего времени, несмотря на достигнутые успехи в разработке новых конструкционных материалов и совершенствовании термической обработки, актуальным является вопрос одновременного повышения прочностных и пластических свойств. Имеются сведения, позволяющие оптимизировать качество материала с использованием неравновесного состояния в открытых нелинейных системах. Одним из вариантов является термоциклическая обработка конструкционных сталей. Свойства сталей после многократных циклических воздействий существенно отличаются от сталей, обработанных по традиционным технологиям, и характеризуются повышенным комплексом механических свойств. Повышение комплекса свойств при термоциклировании связывают с изменением структуры границ зерен и межфазных границ. В аустените при термоциклировании под влиянием полиморфного перехода $\alpha \rightarrow \gamma$ протекают сложные внутренние процессы, которые рассматриваются как разновидность достаточно однородной пластической деформации.

Целью данной работы было выяснение структурных изменений при термоциклическом воздействии в зависимости от числа циклов, их влияние на твердость и ударную вязкость стали 35Х. При выборе материала руководствовались двумя особенностями малолегированной стали, содержащей небольшое количество углерода: медленным темпом изменения свойств с увеличением числа циклов и широкой областью применения этих сталей в отечественной промышленности.

Эксперименты проводились на лабораторной печи SNOLL. Режим термоциклической обработки: температура нагрева составляла 850°С, выдержка при этой температуре – 10 минут, последующее охлаждение на воздухе в течении четырех минут, затем снова нагрев в печи и т.д. Число циклов варьировали от двух до десяти. С последнего нагрева в печи (полуцикла) образцы закаливались в воде. Отпуск выполнялся при 200°С в течение двух часов. Изучалось влияние числа циклов на твердость, ударную вязкость после закалки с верхней границы цикла и микроструктуру при нижней границе цикла. Микротвердость определялась на приборе ПМТ-3 с нагрузкой 100 г. На каждом шлифе было выполнено по 100 замеров.

Полученные результаты сравнивались с результатами образцов, обработанных по традиционной технологии (нагрев до 850°С, выдержка при этой температуре 30 минут с последующей закалкой в воде. После закалки проводился низкий отпуск в течение двух часов.)

Установлено, что в зависимости от числа циклов твердость и ударная вязкость изменялись в широких пределах. Выявлены максимальные значения твердости после закалки с пяти, восьми и десяти циклов и ударной вязкости после четырех, шести и десяти циклов. Изменения твердости и ударной вязкости имеют явно выраженный волновой характер (рис. 1).

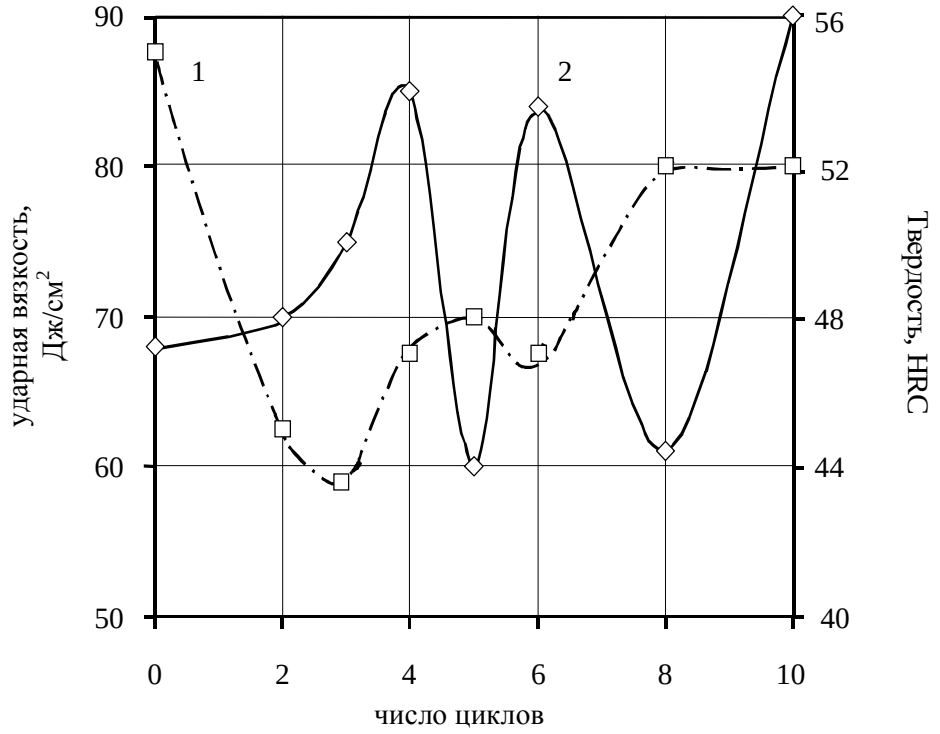


Рис. 1. Изменение твердости и ударной вязкости стали 35Х после термоциклического воздействия

После традиционной обработки, состоящей из нагрева до 850 °С и выдержки в течении 30 минут, выявлено наиболее высокое значение твердости мартенсита, составляющее 55 HRC при ударной вязкости 68 Дж/см^2. Можно предположить, что первое стационарное состояние системы при циклировании металла получено после четырех циклов. Оно характеризуется повышением ударной вязкости по сравнению с традиционной и повышением твердости после падения в третьем цикле. Следующее стационарное состояние достигнуто после десятого цикла, когда достигнуты одновременно высокие значения ударной вязкости и твердости (90Дж/см^2 и 52 HRC).

Как видно из полученных результатов повышение твердости не всегда совпадает со снижением ударной вязкости стали. Постепенное повышение твердости от цикла к циклу сопровождается резкими изменениями ударной вязкости. Анализ изменений твердости и ударной вязкости позволяют считать, что не только изменение твердости отражается на значениях ударной вязкости.

Отсутствие выдержки при температуре аустенитизации должно проявляться в увеличении неоднородности и неравновесности аустенита как по химическому составу, так и по распределению дефектов кристаллического строения, что обуславливает локализацию пластической деформации и требует применения статистической оценки характеристик аустенита, находящегося в неравновесном состоянии.

В связи с тем, что изменения в неравновесных системах происходят в локальных объемах, было изучено распределение микротвердости. С увеличением числа циклов в стали происходит локализация пластической деформации в виде системы линий и полос скольжения. При формировании разнообразных дислокационных ячеистых структур имеют место все три стадии деформационного упрочнения: на первой стадии упрочнения (стадии легкого скольжения) формирующим механизмом упрочнения является взаимодействие подвижных дислокаций с краевыми дислока-

циями, на второй стадии происходит их взаимодействие с дислокациями вторичных систем скольжения (с дислокациями леса). Третья стадия является стадией динамического отдыха и связана с аннигиляцией винтовых дислокаций. В дальнейшем идут только релаксационные процессы, которые прерываются следующим фазовым переходом или закалкой. С повышением плотности дислокаций микротвердость увеличивается. Эти переходы сопровождаются изменением свойств материала. Изучение распределения твердости мартенсита позволяет оценить и неоднородность химического состава аустенита и его дислокационной структуры.

Распределение микротвердости показало, что имеются различия в максимальных значениях, интервале наиболее часто встречающихся значений и общем интервале значений. Во втором полуцикле максимальная микротвердость составляет 978 Нμ, интервал значений лежит в области 583 – 978Нμ. Общий размах составляет 395 Нμ. В третьем полуцикле максимальная микротвердость уменьшается и составляет 709 Нμ. Можно предположить, что присутствие локальных участков с высокой твердостью во втором полуцикле связано с тем, что в них имеются участки с высокой плотностью дефектов кристаллического строения, вызванные фазовым наклепом в этом цикле, обусловленные неоднородностью аустенита. В третьем полуцикле участков с высокой твердостью не обнаружено, что свидетельствует о развитии процессов релаксации. Сохранение размаха микротвердости в третьем полуцикле по сравнению со вторым полуциклом предполагает, что существенно уменьшается неоднородность аустенита. В четвертом полуцикле максимальное значение микротвердости составляет 824 Нμ, что значительно выше, чем в третьем, но ниже, чем во втором полуциклах. Размах составляет 142 Нμ. Максимальные значения микротвердости этого интервала больше, чем в третьем полуцикле. Остальные измерения расположены как в сторону уменьшения, так и в сторону увеличения микротвердости. Можно считать, что распределение микротвердости стало более пологим и более симметричным, чем в предыдущих циклах. В четвертом полуцикле размах несколько уменьшился по сравнению со вторым и третьем полуциклами, что свидетельствует о некотором повышении однородности аустенита. В пятом полуцикле среднее значение микротвердости составляет 604 Нμ, общий интервал значений 390 – 824 Нμ. Размах значений составляет 434 Нμ.

Можно предположить, что в двухцикловом варианте интенсивно развивались процессы упрочнения и имелись участки с повышенным количеством углерода. Наличие локальных твердых участков, являющихся концентраторами напряжений, должно снижать ударную вязкость стали. Перед началом кинетического неравновесного перехода вероятностная функция имеет распределение с резким пиком. Затем распределение приближается к равномерному. Все значения параметра одинаково вероятны. Снижение пика вероятностей и сближение их значений в проведенных экспериментах свидетельствует о переходе системы в стационарное состояние.

Предполагается, что в десятом цикле при нагреве произошел неравновесный фазовый переход (т.е. произошла самоорганизация системы).

Термоциклическое воздействие на конструкционную сталь можно применять в производственных условиях как обработку для одновременного повышения прочности и пластичности, используя фазовые переходы для перевода системы в нелинейное неравновесное состояние.

ФИЗИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ РАССЕЯНИЯ ЭНЕРГИИ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ СПЛАВАХ ЖЕЛЕЗА ПРИ УПРУГОЙ ЦИКЛИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Скворцов А. И.

Вятский государственный университет,
scvortsov@vgu.ru

К первым исследованиям в области изучения природы рассеяния энергии механических колебаний в ферромагнетиках относят работы [1, 2]. В них, а также в работе [3], дана классификация причин такого рассеяния энергии.

1. Макровихревые токи; характеристика рассеяния энергии – δ_a (δ – логарифмический декремент). Возникают при циклической деформации в намагниченном, но не до насыщения проводящем материале.

2. Микровихревые токи; характеристика рассеяния энергии – δ_i. Возникают при обратимом изменении доменной структуры, вызванным механическими колебаниями. При этом общая намагниченность изделия не меняется. Известно, что электрический ток сопровождается выделением тепла, согласно закону Джоуля–Ленца.

3. Рассеяние энергии δ_h, соответствующее магнитоупругому гистерезису, т.е. гистерезису в координатах «нагрузка – деформация», причины появления которого обусловлены магнитной природой материала.

Позднее предложен еще один механизм внутреннего трения, который определяет рассеяние энергии механических колебаний вблизи температур магнитных превращений, в частности, при прохождении точки Кюри в процессе охлаждения. В последнее время его рассматривают как четвертую причину магнитомеханического затухания [4]. Механизм обусловлен упорядочением спиновой системы, т.е. возникновением, формированием доменной структуры. Его связывают с относительно большой легкостью вращения векторов намагниченности атомных ансамблей под действием напряжений [5]. Механизм проявляется при больших частотах (порядка 10^4 Гц) и тем эффективней, чем выше магнитострикция парапроцесса [4].

Наибольшее практическое значение имеют металлы и сплавы, в которых реализуются механизмы рассеяния энергии, сопровождающиеся возникновением микротоков, т.е., если следовать традиционной терминологии, в которых эффективно проявляются потери от микровихревых токов и потери вследствие магнитоупругого гистерезиса. Магнитомеханическое затухание, обусловленное микровихревыми токами и магнитоупругим гистерезисом, имеет место в одном и том же ферромагнитном материале, но при разных амплитудах упругой циклической деформации. Принципиальное различие этих видов затухания состоит в том, что затуханию только от микровихревых токов δ_i соответствует обратимое движение доменных границ. Затуханию вследствие магнитоупругого гистерезиса δ_h соответствует необратимое движение доменных границ, необратимое изменение доменной структуры, что происходит при более высоких амплитудах колебаний.

Схема распределения этих видов затухания по амплитудам деформации на амплитудной зависимости внутреннего трения дана на рисунке. В областях амплитуд γ_i и γ_{h+i} затухание обусловлено соответственно обратимыми (δ_i) и одновременно происходящими необратимыми и обратимыми ($\delta_{h+i} = \delta_h + \delta_i$) изменениями доменной структуры. В последнем случае необратимые изменения доменной структуры про-

исходят в тех объемах ферромагнетика, где доменная структура обладает достаточно высокой подвижностью, а обратимые изменения доменной структуры имеют место в объемах ферромагнетика с малоподвижной доменной структурой, находящейся, например, около включений, крупных дефектов кристаллической структуры. Параметр $\gamma_{кр}$ (см. рисунок) является амплитудой начала необратимых смещений доменных границ. Обозначение параметра принято таким же, как и в работе [6]. Только авторами этой работы параметр интерпретирован, как амплитуда, при которой большинство границ доменов преодолевает максимальное сопротивление решетки, связанное с направленным упорядочением.

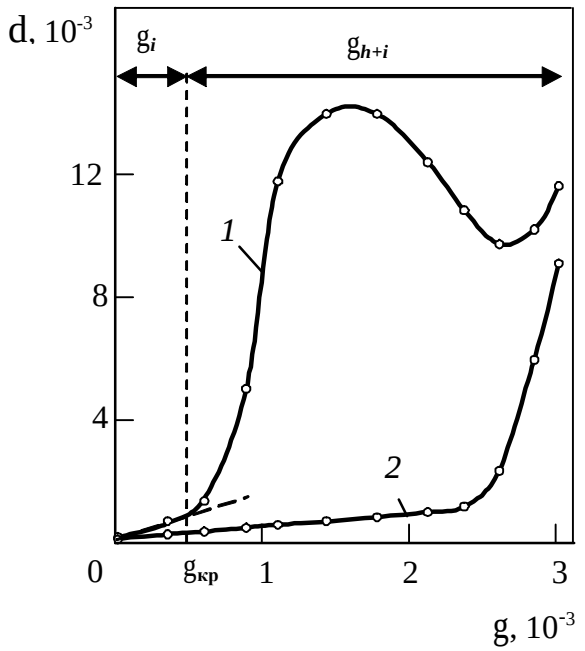


Рис. Схема распределения на амплитудной зависимости внутреннего трения магнитомеханического затухания: обусловленного только микровихревыми токами (обратимыми изменениями доменной культуры) – в интервале амплитуд колебаний γ_i, и обусловленного потерями вследствие магнитомеханического гистерезиса (необратимыми изменениями доменной структуры) и микровихревыми токами – в интервале амплитуд γ_{h+i}. Материал – сталь 15Х2ГН2ТРА после закалки и высокого отпуска. Измерения: *1* – без поля, *2* – в постоянном магнитном поле напряженностью 30 кА/м.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 06-03-93354)

Список литературы

2. Акулов Н. С., Кондорский Е. И. Механострикция и ΔЕ-эффект // Zeitschrift fur Physik. 1932. Н. 78. S. 801–807.

3. Becker R., Kornetzki M. Einige magneto-elastische Torsionsversuche // Zeitschrift fur Physik. 1934. Н. 88. S. 634–646.

4. Бозорт Р. Ферромагнетизм. М.: Изд. иностр. лит., 1956. 784 с.

5. Блантер М. С., Пигузов Ю. В., Ашмарин Г. М., Выбойщик М. А., Головин С. А., Головин И. С., Столяров В. Л., Турдыбеков И. Т. Метод внутреннего трения в металловедческих исследованиях. М.: Металлургия, 1991. 248 с.

6. Кекало И. Б. Магнитоупругие явления // Металловедение и термическая обработка. Т. 7: Итоги науки и техники. М.: ВИНИТИ, 1973. С. 5–88.

7. Кекало И. Б., Столяров В. Л., Новиков Л. И. Стабилизация границ доменов вследствие направленного упорядочения и амплитудная зависимость магнитомеханического затухания // Внутреннее трение в металлах, полупроводниках, диэлектриках и ферромагнетиках. М.: Наука, 1978. С. 190–195.

НАБЛЮДЕНИЕ РАЗРУШЕНИЯ В КОНСТРУКЦИОННЫХ СТАЛЯХ

Кудря А. В.

Государственный технологический университет "Московский институт стали и сплавов", Москва
AVKudrya@misis.ru

Процессы разрушения, протекающие в реальном материале – это коллективные эффективные движения дефектов во взаимодействии со структурой материала как их "средой обитания" [1]. Многообразие структур и дефектов делает невозможными эмпирические прогнозы свойств материалов по аналогии. Поэтому определение причин провалов пластичности и вязкости, прогноза работоспособности материалов невозможно без понимания механизмов разрушения разнообразных структур.

Масштаб структур в сталях чрезвычайно широк [2]. Это мезоструктура слитка – рисунок дендритов обычно имеет размеры от 0,1...1 мм до 10 см, с шагом осей первого порядка 0,1...3 мм, второго 3–100 мкм и более. Существенные составляющие структуры – неметаллические включения в интервале размеров от 0,01 мкм до 1...10 мм и микроструктура, являющаяся продуктом превращения высокотемпературной фазы (аустенита) при охлаждении. Часто это стопка смежных пластинок двух фаз с шагом $\lambda \sim 0{,}1...1$ мкм – в эвтектоидах или зерно (феррита либо аустенита) с диапазоном размеров d~10...100 мкм, обычно наблюдаемых в технологической практике.

В разрушении участвует весь масштаб структур. Так, сегрегация фосфора по границам зерна аустенита в улучшаемой стали приводит к зернограничной хрупкости (гладкие фасетки $d \sim 10$–30 мкм с зеренной огранкой) [3]. Дендритная ликвация – к межосевым скоплениям сульфидов и ферритным полям (поперечником 60–120 мкм и выше) в микроструктуре, и изменению условий зарождения вязкого излома [4].

Из разномасштабности разрушения вытекает необходимость его наблюдения на разных масштабных уровнях измерения [5, 6]: макро-, микро- (измеряются элементарные акты разрушения – ямка, фасетка) и мезоуровне, когда измеряемые элементы излома на порядок больше микроплощадок и на один-два порядка меньше характеристик макрогеометрии излома.

Так, при испытании на ударную вязкость *KCU* плоское дно излома – «макрохрупкий квадрат» – окружен с трех сторон откосами среза – «выбега трещины». Различие в ширине откоса (радиус $r_{пл}$ пластической зоны) для разных материалов позволяет оценить анизотропию вязкости [7]. Измерение степени "плоскостности" дна чашки позволяет оценить возможный механизм разрушения: "благополучный" – после потери устойчивости течения в шейке, если дно плоское и преждевременное образование "внутренней шейки" от слияния микротрещин на группах включений, когда наблюдается линзовидное дно чашки [8].

Фокусное расстояние линзовой оптики и размер объектива ограничивают допустимую общую высоту рельефа. У сканирующего электронного микроскопа этого ограничения нет. Поэтому его "макроглубина" резкости (в сантиметрах) позволяет наблюдать излом в широком диапазоне увеличений от макро- до микромасштабов. Полезное разрешение "в плоскости объекта" при работе во вторичных электронах (с энергией ~100 эВ) ограничено остротой первичного пучка: $\Delta \sim 5…50$ нм, в отраженных электронах (~30 кэВ) диаметр излучающего пятна ~1мкм [6].

Массовое применение сканирующих устройств обеспечило накопление информации о различных механизмах разрушения [9]. Методы классической стереофо-

тограмметрии реконструируют 3D – изображения. Для этого необходимо получить два кадра (с одного и того же поля зрения), различающиеся по направлению на объект на угол $\alpha = 5...10^0$. Если высота одной точки рельефа над другой z, то взаимное смещение их изображений на стереопаре (параллакс) $x = z \operatorname{tg} \alpha \approx z\alpha$. Тогда при разрешении δx в плоскости минимально различимая высота $\delta z \approx \delta x/\alpha$. Так, стереофотограмметрия "ответных" траекторий на двух половинах излома восстановила историю развития трещины в углеродистом пакетном мартенсите: сначала рассеянные сколы реек перпендикулярно тетрагональной оси [001], а затем срез перемычек между этими сколами [10].

Для получения панорамных изображений "склеивают" отдельные кадры, полученные в сканирующем микроскопе, или переходят на мезомасштаб наблюдений. У устройств с "контактным" щупом ограничена (радиусом его острия) разрешаемая крутизна рельефа. Лазерный профилограф [11] даёт трехмерную картину излома с разрешением 5 мкм по каждой координате и свободен от таких недостатков.

Быстрота накопления данных с его помощью позволила, в частности, измерить наблюдаемый при вязком разрушении стали пилообразный мезорельеф излома (по 6000 промеров высоты на каждой площадке в 6 мм^2). Из оценок баланса энергии показано, что автоколебания трещины обусловлены попеременным нарастанием и разрядкой упругого поля коротких наклонных полос сдвига перед фронтом трещины [12]. Массовые измерения мезорельефа изломов позволили предложить процедуру лингвистического описания мезопрофиля изломов (для их ранжировки) [13].

Разрушение – быстродействующий процесс. Так, фасетки скола в пределах зерна поперечником d = 10–100 мкм вскрываются со скоростью порядка скорости звука (для стали с ~ 5÷6 км/с [14]) за время $\tau \sim d/c$, что составляет 2–20 нс. Наномасштаб времени элементарных актов разрушения определяет ограниченность средств измерений процесса, поэтому обычно наблюдаем только конечный результат – излом.

Акустическая эмиссия (АЭ) от вскрывающейся трещины дает дополнительную информацию о процессе [14], в частности, возможность наблюдения процесса разрушения в структуре in situ, прежде чем наступит макроразрушение.

Микротрещина – импульсный излучатель звуковых волн длиной $\lambda_0 \le d$. Реальный сигнал содержит в себе информацию как о величине и темпе высвобождения упругой энергии при вскрытии трещины, так и "хвост" реверберации, зависящий от схемы испытания и затухания в материале. Отсюда возможные различия в подходах к измерению эмиссии от трещины в масштабах образца и изделия: для классификации источников разрушения (оценка роли неоднородных структур), или мониторинга трещин в конструкции с целью прогноза их риска.

Количественная оценка разрушения по измерениям АЭ возможна, когда проведена калибровка электроакустического тракта (образец – контактный слой – пьезопреобразователь – регистрирующая аппаратура) – с целью учета потерь и контроля воспроизводимости. Например [15,16], в масштабах образца это позволило прямым сопоставлением эмиссии и измерением хрупких трещин показать, что если в одном скачке трещины разгружается площадка поперечником d, то амплитуда смещения в первичном упругом импульсе пропорциональна ее площади: $A \sim d^2$.

Эффективное использование метода АЭ основывается на понимании физики явления относящейся к объекту. Так, известно [17], что при вскрытии вязкой трещины (по сравнению с хрупкой) энергия высвобождается за много скачков с пластической деформацией между ними, поэтому при том же размере трещины получается цуг упругих импульсов, из которых метод пиковых амплитуд [18–20] регистрирует одну, наибольшую (обычно первую). Тогда скачкообразное увеличение пиковой ам-

плитуды АЭ при сходных размерах трещины будет означать переход от вязкого разрушения к хрупкому. Использование в этих целях компактного неразрезного пакета из 50–60 микрообразцов [18] позволило сравнивать абсолютные амплитуды сигналов при неизменных переходных потерях для локальной (в масштабах менее 1 мм^2) оценки хладноломкости разных классов сталей с привязкой к микроструктуре [18–21] в том же порядке и с теми же расстояниями между вариантами, что и классические" сериальные кривые ударной вязкости на стандартных образцах (тип I, ГОСТ 9454).

Плотность потока импульсов, превышающих уровень дискриминации (скорость счета) и накопленная сумма импульсов (суммарный счет) могут быть полезны при наблюдении каких-либо переходных процессов, например [16], при определении момента перехода разрушения от критического к закритическому. Однако они связаны с процессом разрушения косвенно. Абсолютные измерения пиковой амплитуды импульса АЭ с крутым фронтом с помощью демпфированного пьезопреобразователя и широкополосной аппаратуры пикового детектирования при прямой калибровке электроакустического тракта дают информацию о площади хрупкой трещины – при неизменном напряжении, или при независимом измерении площади, о плотности упругой энергии и напряжении в месте образования трещины. В объектах большего масштаба может быть перспективным спектральный анализ акустической эмиссии [22], в том числе, в связи с возможностью цифровой регистрации сигналов.

Таким образом, современные средства наблюдения разрушения позволяют внести в его оценку количественную меру, что наряду с разрабатываемыми методами измерения структур обеспечит предсказание свойств неоднородных структур.

Список литературы

1. Штремель М.А. Прочность сплавов. Ч.II. Деформация. М.:МИСиС. 1997.
2. Кудря А.В. // МиТОМ. 2005. № 5.
3. Штремель М.А. // МиТОМ. 1988. № 11.
4. Кудря А.В., Соколовская Э.А. // Изв. РАН. Сер."Физическая". 2004. № 10.
5. Кудря А.В., Кузько Е.И., Соколовская Э.А.//Национальная металлургия. 2001. №2.
6. Штремель М.А. // МиТОМ. 2005. № 5.
7. Штремель М.А., Никулин С.А. // Заводская лаборатория. 1987. №4.
8. Никулин С.А., Штремель М.А., Ханжин В.Г.//Изв. АН СССР. Металлы.1990. №1
9. Ежов А.А., Герасимова Л.П. Разрушение металлов. М.: Наука. 2004. 400с.
10. Маркелов В.А., Андреев Ю.Г., Штремель М.А., Савельева В.В. // ФММ. 1988. №5.
11. Кузько Е.И., Кудря А.В., Стариков С.В.//Заводская лаборатория. 1992. № 9.
12. Штремель М.А., Кудря А.В., Бочарова М.А., Пантелеев Г.В.//ФММ. 2000. № 3.
13. Кудря А.В., Бочарова М.А., Сухова В.Г.//Вопросы материаловедения.2002. №1.
14. Грешников В. А., Дробот Ю. Б. Акустическая эмиссия. -М.: Изд-во Стандартов. 1976. 272с.
15. Ханжин В.Г., Штремель М.А., Никулин С.А., Калиниченко А.И. // Дефектоскопия. 1990. № 4.
16. Алексеев И.Г., Кудря А.В., Штремель М.А. // Дефектоскопия. 1994. № 12.
17. Scruby C.B. // J. Phys. E. : Sci. Instrum. 1987. N 20.
18. Штремель М.А.,Алексеев И.Г.,Кудря А.В., Мочалов Б.В.//Зав. лаб.1991. №8.
19. Туманов А.В., Ханжин В.Г. // Приборы и техника эксперимента. 1987. № 5.
20. Ханжин В.Г., Кудря А.В., Чекуров В.В. – В кн.: Акустическая эмиссия и разрушение композиционных материалов. – Душанбе. Дениш. 1987.
21. Штремель М.А., Алексеев И.Г., Кудря А.В.//Изв. РАН. Металлы. 1994. № 2.
22. Кудря А.В., Марков Е.А. // Материаловедение. 2007. № 1.

УЧЁТ СТАТИСТИКИ МЕЗОГЕОМЕТРИИ ИЗЛОМОВ ПРИ РАНЖИРОВКЕ СТАЛЕЙ ПО ВЯЗКОСТИ

Кудря А. В., Сухова В. Г.

Государственный технологический университет "Московский институт стали и сплавов", Москва
AVKudrya@misis.ru

Совместные наблюдения структур и изломов показывают, что многие процессы разрушения контролирует наследуемая от слитка мезоструктура металла. Так, в поковках из улучшаемой легированной стали две аномалии разрушения: камневидный излом и излом типа "белых пятен" привязаны к масштабам дендритной ликвации [1]. Провалы ударной вязкости по сечению поковок – следствие дальних последствий дендритной ликвации, в виде неравномерного размещения неметаллических включений и ферритных полей в микроструктуре, имеющих масштаб дендритного рисунка, что находит соответствующее отражение в строении излома [2, 3].

Цифровая лазерная профилометрия [4] сделала возможным недоступные ранее из-за трудоёмкости массовые документированные измерения мезорельефа изломов. На основе накопленной статистики измерений мезогеометрии стационарного разрушения (на дне макрохрупкого квадрата ударных образцов) [5] была предложена феноменологическая модель происхождения вязкого пилообразного излома как попеременного отрыва в полосах скольжения от кромки трещины [6]. Модель, в частности, объяснила, почему наблюдаемая мезошероховатость излома позволяет в ряде случаев ранжировать металлы по вязкости, хотя микроскопические элементы рельефа (ямки) глазом не различимы.

Только профилометрия мезорельефов показала, что слияние пор в шейке круглого образца при растяжении – это нестационарный процесс с вырождением размерности, начинающийся независимым появлением пор лишь на периметре макротрещины [7].

Исследования изломов обычно являются составной частью практических задач, когда последние не находят своих решений в рамках представлений классического металловедения. В то же время продолжаются многочисленные попытки найти некоторые универсальные подходы для описания различий в строении изломов [8].

Возможность реализации таких решений, в том числе, применимо к мезомасштабам наблюдения изломов (когда измеряемые элементы на порядок больше элементарной площадки разрушения и много меньше габаритов образца), должна предусматривать соответствующие статистические оценки результатов измерений геометрии мезорельефа.

С этой целью в работе анализировался широкий спектр изломов от вязкого до хрупкого, полученных при разрушении ударных образцов (U-надрез) из улучшаемых легированных сталей (при комнатной и отрицательных температурах). Мезорельеф измеряли [4] на дне макрохрупкого квадрата вдоль направления распространения магистральной трещины с шагом 10мкм, длина отдельного профиля составила 4 мм, всего их было 400 (на каждый излом), расстояние между ними – 10 мкм.

Профили всех изломов представляли собой последовательное чередование выступов и впадин. Траекторию трещины хорошо аппроксимировала случайная лестница: по смежным минимуму и максимуму были вычислены "высота ступени" – $h_i = z_{i+1} - z_i$; "ширина ступени" – $b_i = x_{i+1} - x_i$; "длина ступени" – $L_i = \left(h_i^2 + b_i^2\right)^{(1/2)}$; "угол

наклона ступени к макроплоскости излома" – $\alpha = \mathrm{arctg}(h_i/b_i)$. Такой профиль достаточно типичен для изломов конструкционных сталей [6].

Для всех траекторий (каждого излома) были построены сводные распределения ширин ступеней $n(B)$, их высот $n(H)$ и углов наклона $n(\alpha)$. Их строили, исходя из условия, что при равномерной разбивке измеряемой величины x на разряды наименьшее среднеквадратичное уклонение найденного распределения $p(x)$ от истинного достигается при числе разрядов $k \approx \sqrt[3]{N}$ (где N – число измерений) [9]. При этом, однако, было установлено, что когда измерения приобретают массовый характер, появляется ограничение "сверху" – если количество измерений превысит его, то при обычной разбивке на разряды [9] величина последнего может оказаться меньше шага сканирования. Поэтому в нашем случае величина разряда лимитировалась шагом сканирования лазерного профилографа.

Полученные гистограммы имели ярко выраженный ассиметричный характер (с пиком на минимальных размерах), исключение наблюдалось только для распределений значений углов наклона ступеней к макроплоскости излома. Размеры ступеней колебались в широких пределах – величина размаха $\Delta = X_{max} - X_{min}$ – от 180 до 250 мкм.

Сопоставление полученных гистограмм (в полулогарифмических координатах) показало (рис. 1*а*), что различие в величине (ширине) ступеней наблюдается на больших их размерах. Число ступеней на хвосте распределения (b_i >70 мкм) зависит от механизма разрушения – в изломе площадью 4×4 мм^2 их больше всего там, где преобладает вязкое зернограничное разрушение, в хрупком и смешанном изломах количество ступеней меньше в 2–5 раз и существенно меньше в вязком изломе (в 2–3 раза).

Обычная форма представления одномерного распределения $p(d)$ – линейных размеров рельефа d – в виде безразмерной величины $x = d/d_0$ – отношения d к аппаратурному порогу обнаружения d_0 [8,10]. Кумулятивная плотность распределения $p(x) = N(x)/N_0$ (при N_0 независимых отсчетах x, из которых $N(x)$ превышают уровень x.

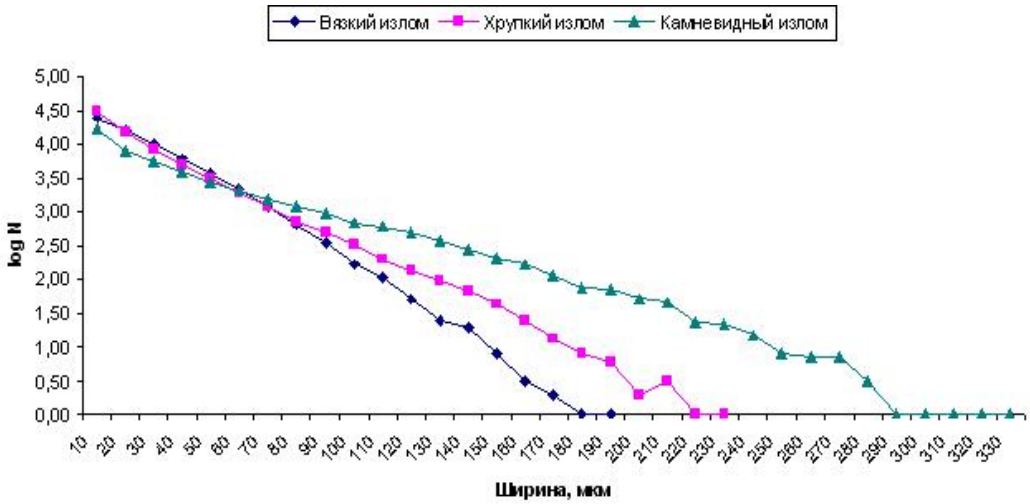
Когда величина x меняется на порядок и более, удобно взять за аргумент $u = \ln x$ и записать $\ln p(x)$ как функцию от u. У такого распределения могут быть «тяжелые хвосты» [8], обычно в задачах статистической металлографии предполагается, что это распределение типа Парето (или логарифмическое) [8, 10, 11]. В нашем случае распределение ширин и высот ступеней (по группам изломов) (рис. 1*б*) наиболее удовлетворительно описывается показательным законом.

Ассиметричность распределения привносит осложнения в процедуру определения среднего, где оптимальным является если не нормальное, то, по крайней мере, симметричное распределение [12]. Среднее значение ступеней зависит от шага измерения. С его увеличением теряется информация об элементах рельефа меньшего масштабного диапазона, вид распределения приближается к симметричному и увеличивается уровень средних значений параметров мезогеометрии. Это важно при определении нижних границ мезомасштаба изломов (и при выборе оптимального шага измерения рельефа).

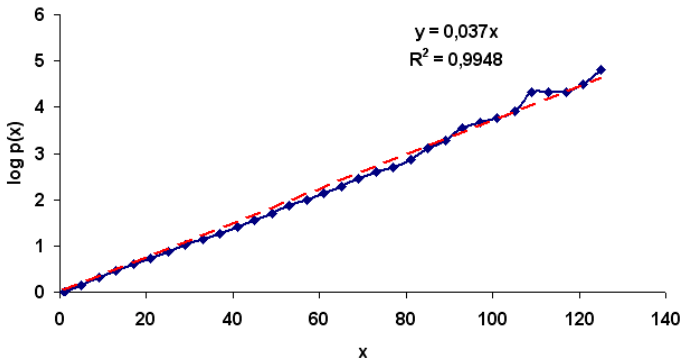
Воспроизводимость средних значений характеристик мезорельефа обеспечивается при количестве профилей от 25–30 и выше и длине каждого от 3 до 6 мм [5]. В работе предложено использовать суммарную длину профилей, как обобщённую характеристику масштаба выборки, с учётом того обстоятельства, что траектория трещины – зигзагообразная ломаная, убывание линейных параметров которой характерно, в частности, для вязкого механизма разрушения [6,13].

В этой связи была определена роль расстояния между профилями на получаемые средние значения параметров мезогеометрии и их размахи. В частности, уста-

новлено, что для получения воспроизводимых значений характеристик мезорельефа достаточно иметь не менее 180–200 мм суммарной длины профилей, состоящей из линий максимально протяжённых, с учётом геометрии макрохрупкого квадрата, и равномерно размещённых по всей его ширине. Последовательное увеличение интервала между профилями позволило - по изменению статистики результатов, оценить масштаб неоднородности мезорельефа для каждого из исследуемых типов (всего семи) разрушения.



а)



б)

Рис. 1. Типичное распределение ширин ступеней мезорельефа: исходное (*а*) и кумулятивное (*б*)

Для многих профилей была характерна макрокривизна (от пластического изгиба образца по мере продвижения трещины), её убирали, вычитая из каждой траектории *z(x)* полином оптимальной степени (по критерию Фишера с уровнем значимости не менее 0,90). Показано, что данная процедура не изменяет уровня средних значений параметров мезогеометрии, но может внести различия в значения их размахов.

Таким образом, полученные в работе результаты позволяют внести в измерения изломов (в мезомасштабах) количественные меры, необходимые для надёжного выявления различий в механизмах разрушения.

Список литературы

1. Штремель М.А., Алексеев И.Г., Кудря А.В. // Известия РАН. Металлы. 1994. №2.
2. Кудря А.В., Соколовская Э.А. // Известия РАН. Сер. Физическая. 2004. №10.

3. Гудремон Э. Специальные стали. В 2-х томах. Изд. 2-е. М.: Металлургия.1966.
4. Кузько Е.И., Кудря А.В., Стариков С.В. // Заводская лаборатория. 1992. №8.
5. Кудря А.В. Бочарова М.А. Лаговская Г.Ю. В сб. трудов XXXV семинара "Актуальные проблемы прочности" - Механизмы деформации и разрушения перспективных материалов. Часть II. Псков. 1999. С.523-528.
6. Штремель М.А., Кудря А.В., Бочарова М.А., Пантелеев Г.В. // Физика металлов и металловедение. 2000. Т. 90. № 3.
7. Штремель М.А., Авдеенко А.М., Кузько Е.И. // Физика твёрдого тела. 1995. Т. 37. № 12.
8. Штремель М.А. // Металловедение и термическая обработка металлов. 2005. № 5.
9. Ченцов Н.Н. Статистические решающие правила и оптимальные выводы. М.: Наука. 1972. 520 с.
10. Штремель М.А. // Заводская лаборатория. 2005. № 4.
11. Глебов А.Г., Кузько Е.И., Пантелеев Г.В., Штремель М.А. // Физика металлов и металловедение. 2004. Т. 97. № 4.
12. Гайдышев И. Анализ и обработка данных. Специальный справочник. СПб.: Питер, 2001. – 752 с.
13. Авдеенко А.М., Кудря А.В., Сухова В.Г. // Физическая мезомеханика. 2006. Т.9. № 2.

ИЗМЕРЕНИЯ МОРФОЛОГИИ ВЯЗКОГО ИЗЛОМА СРЕДСТВАМИ НАБЛЮДЕНИЯ РАЗЛИЧНОЙ РАЗМЕРНОСТИ

Кудря А. В., Соколовская Э. А., Арсенкин А. М., Салихов Т. Ш.

Государственный технологический университет "Московский институт стали и сплавов", Москва
AVKudrya@misis.ru

Для вязкого разрушения элементарные акты – вскрытие и слияние пор. Поэтому в изломе наблюдаются ямки – половинки слившихся пор, на дне которых нередко наблюдаются включения. Отличие неметаллических включений (НВ) от всех других структурных составляющих определяется диапазоном их размеров (от 10^{-6} до 1 см) при малом количестве. Объемная доля НВ при всех способах выплавки с = 10^{-4} ~ 10^{-3} (т. е ~0,01–0,1% по объему) [1]. Из них 88 % объёма занимают НВ с d > 1 мкм и только 2% – размером менее 1…0,2 мкм. Чтобы на каждую ямку приходилось хотя бы одно НВ, их средний размер не может превышать d = 0,05–0,5 мкм.

Минимальное соотношение между диаметром ямки в поперечнике и размером включения (в том же сечении) не может быть менее 1. Максимальное – обычно находится в пределах от 3 до 18 [2]. Таким образом, масштаб ямок (с учётом их распределения по размерам), в основном, составляет 0,5…5 мкм. В нашем случае для каждой из четырёх марок конструкционных сталей (38ХН3МФА, 40Х2Н2МА, 15Х2НМФА,16Г2АФ) зависимость диаметра ямки от размера НВ (рис. 1*а*) носила линейный характер (коэффициент корреляции ~ 0,82…0,91).

Их наблюдение обеспечивает сканирующая электронная микроскопия – полезное разрешение «в плоскости объекта» при работе во вторичных электронах (с энергией ~100 эВ) ограничено остротой первичного пучка: Δ ~ 5…50 нм, в отраженных электронах (~30 кэВ) диаметр излучающего пятна Δ~1мкм определяется глубиной их проникновения [3].

Соединение ямок в макроскопическую плоскую трещину происходит на поле, которое для электронного микроскопа слишком велико по площади, а для светового

– по необходимой глубине резкости (h ~ 2 мкм при увеличениях M ~500). Для наблюдения разрушения в мезомасштабе необходимо либо "склеивать" необходимое количество кадров (полученных при больших увеличениях) в панораму либо использовать лазерную профилометрию [4]. Именно профилометрия мезорельефов показала, что слияние пор в шейке круглого образца при растяжении – это нестационарный процесс с вырождением размерности. Он начинается независимым появлением пор лишь на периметре макротрещины, что вытекает из наблюдавшегося убывания фрактальной размерности рельефа с расстоянием от оси образца [5].

На основе статистики измерений мезогеометрии стационарного разрушения (на дне макрохрупкого квадрата ударных образцов) [6] была предложена феноменологическая модель происхождения вязкого пилообразного излома как попеременного отрыва в полосах скольжения от кромки трещины [7]. Имея большую зону пластической деформации, трещина сохраняет узкий фронт, где её раскрытие лишь порядка размеров ямок. В промышленных сталях разрушение протекает в среде с развитой неоднородностью разномасштабных структур [8], для прогноза свойств материала в макромасштабе измерений следует описать соответствующие коллективные явления и переходы в зависимости от статистики конфигурации его разномасштабной структуры.

В этой связи остаётся неизменным интерес к изучению микрогеометрии вязкого разрушения, возможности которого существенно расширились вследствие появления средств цифровой регистрации изображений и роста вычислительных мощностей.

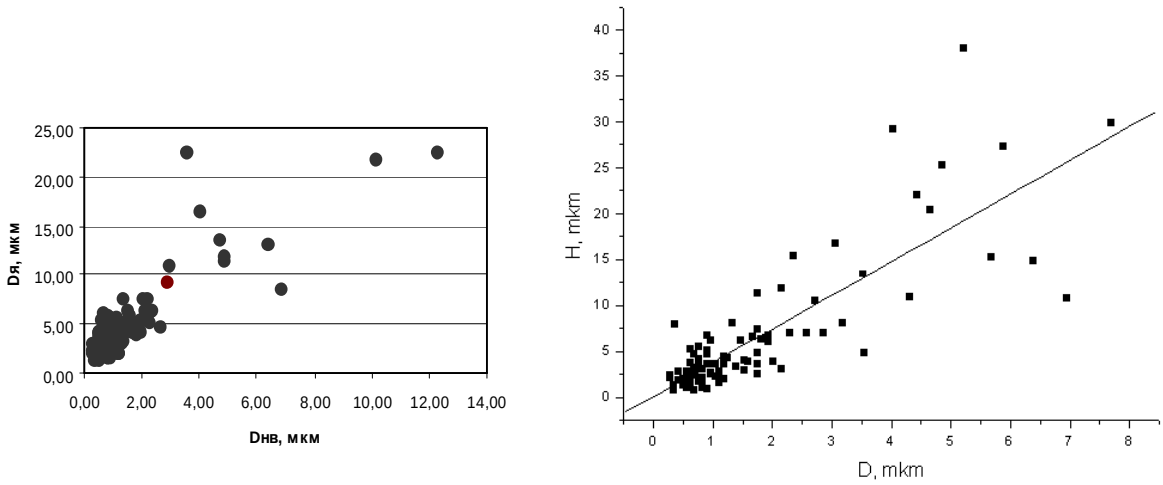
Есть несколько путей регистрации изображений изломов: синтез 3D-картины из нескольких 2D (стереофотограмметрия); косвенный анализ 3D-особенностей по 2D-кадру - «плоскому» снимку, также полезная информация содержится в траектории излома - линии $z(x)$ пересечения рельефа с нормальной (к поверхности излома) плоскостью.

По одному плоскому сечению нельзя судить, попала ли в сечение округлая ямка или длинный гребень (например, элемент ступени ломаной лестницы, описывающей мезорельеф излома [7]). Однако равноосную ямку в простейшем (квадратичном) приближении описывает параболоид вращения $y = c(x^2 + z^2)$. Его сечение на расстоянии a от оси вращения $y = c(x^2 + a^2)$. Для разных сечений геометрически подобных ямок глубина $h \sim B^2$ (чем шире сечение ямки, тем она относительно глубже). У подобных гребней все параллельные сечения подобны, поэтому распределение высот $h \sim B$ (рис. 1*б*). Это делает, с одной стороны, возможной процедуру объективного выделения на траекториях излома сечений, отвечающих ямкам, с другой – информативным анализ "плоских" снимков (2D-кадров) вязкого излома, как одного из косвенных способов "ухода" от инструментально сложного решения проблемы нахождения "Z-координаты".

2D-картина вязкого излома состоит из однотипных объектов нескольких, вполне определенных, размеров и форм (проекции ямок различной геометрии). Отсюда интерес к их выделению в кадре, например, ретушированием (черные ямки на белом фоне или нанесение их центров) и последующему измерению их геометрии с использованием автоматических анализаторов изображений [9].

В нашем случае возможности семантического анализа были опробованы для установления различий в топографии вязких изломов стали 40Х2Н2МА, выплавленной по трём вариантам (1, 2, 3), отличающихся чистотой по неметаллическим включениям, охрупчивающим примесям и уровнем ударной вязкости (*KCU*) после часового отпуска при температуре 600 ^{0}C: 0,9 ± 0,1; 1,4 ± 0,1 и 1,6 ± 0,1 МДж/м^2, соответственно [10]. С использованием сканирующего электронного микроскопа "Сте-

реоскан-150" при х1000 были получены (на дне макрохрупкого квадрата, угол наклона образцов 0 градусов) изображения изломов на площади ~ 2 мм^2 (в масштабе каждого образца). После выделения на кальке контуров ямок определили (автоматический анализатор изображений "Квантимет-720", снабжённый эпидиаскопом) их средний размер *d*, анизотропию *A* (отношение диаметров ямок в двух взаимно перпендикулярных направлениях), плотность ρ, среднюю площадь ямок *S* и ширину перемычек между ямками *t* и их долю в кадре (табл.1).



а) *б*)

Рис. 1. Соотношение между диаметрами ямок (*D*) и неметаллических включений (*а*) и её глубиной (*H*) (*б*) (сталь 38ХН3МФА)

Таблица 1. **Статистика геометрии элементов 2D-картины вязкого излома**

Вариант	Средний размер ямки, *d*, мкм	Анизотропия, *A*	Плотность ямок, ρх10^3, мм^2	Средняя площадь ямок, мкм^2	Средняя ширина перемычки, *t*, мкм	Доля площади перемычек
1	1,0 ± 1,1	1,2 ± 0,6	65, 2	1,43 ± 5,48	0,53	0,67
2	0,6 ± 0,5	1,3 ± 0,7	75, 1	0,39 ± 1,25	0,48	0,71
3	1,6 ± 1,9	1,3 ± 0,6	97, 1	3,45 ± 0,10	0,10	0,67

Полученная статистика геометрии проекций ямок и перемычек не выявила значимых различий между исследуемыми вариантами плавок. Этому может быть несколько причин. Так, при большом числе промеров существенную роль могут играть ошибки распознавания границ ямок, близость проекции ямки к "истинному" значению зависит от колебаний угла наклона мезоступени пилообразного излома по отношению к плоскости макрохрупкого квадрата. При средней ширине ступеней (шаг вдоль пути х) <B> = 20…25 мкм они попеременно отклонены от макроплоскости излома, в среднем на ± <α>= 31…39 ^{0}, а размах $\Delta = \alpha_{max} - \alpha_{min}$ порядка 80 ^{0}. При таком размахе углов ямка диаметром *d*, когда мезоступень совпадает с плоскостью макрохрупкого квадрата в предельном случае может быть измерена как ~ 0,2d (при отклонении на 80 ^{0}) [7]. На ширине одной ступени укладывается не менее чем <B>/<d> ~20…25 ямок вязкого излома, а весь путь излома состоит из сотен ступеней, отсюда и вытекает возможный масштаб колебаний ямок одного и того же размера при измерениях на "плоской" картинке.

Если распределение диаметров проекций ямок <d> соотносится с распределением размеров инициирующих их неметаллических включений, то величины d_i должны быть наблюдаемы в диапазоне в несколько порядков (в масштабах образца). Когда величина x меняется на порядок и более, удобно взять за аргумент $u = \ln d$ и записать $\ln p(d)$ как функцию от u. У такого распределения «тяжелые хвосты» [11], анализ которых может быть интересен для объяснения существующих различий между изломами, отличающимися уровнем вязкости.

Объективно оценить степень информативности элементов 2D-кадра, по-видимому, можно после реконструкции 3D-картины излома методами классической стереофотограмметрии. Для этого необходимо получить два кадра (с одного и того же поля зрения), различающиеся по направлению на объект на угол $\alpha = 5...10^0$. Если высота одной точки рельефа над другой z, то взаимное смещение их изображений на стереопаре (параллакс) $x = z \operatorname{tg} \alpha \approx z\alpha$. Тогда при разрешении δx в плоскости минимально различимая высота $\delta z \approx \delta x/\alpha$.

Точность преобразования стереопары в карту рельефа методами классической стереофотограмметрии в значительной мере зависит от степени надёжности указания “на глаз” на левом и правом снимке достаточного числа пар реперных точек, совпадающих на объекте, что предшествует измерению параллакса x. Накопленный нами опыт также указывает на другие возможные источники погрешностей: неравномерность контраста исходных изображений объекта, различное положение объекта и приёмника (при съёмке стереопары), дефокусировка изображений.

Реконструированные профили ямок (с риском 0,05) имели параболическую форму. В ряде случаев наблюдались ямки более сложной формы, например, когда инициирующие их включения исходно находились достаточно близко друг от друга. Наблюдалось три типа ямок: вытянутые параллельно фронту трещины или траектории трещины равноосные ямки. Для плавок стали 40Х2Н2МА, с полуторократным различием ударной вязкости (вар. 1 и 3), также отличались и глубины ямок.

Полученные результаты подтверждают необходимость дальнейшего накопления статистики микрогеометрии изломов для понимания роли неоднородных структур в разрушении.

Список литературы

1. Штремель М.А. // Металловедение и термическая обработка металлов. 1980. № 8.
2. Штремель М.А., Горохов Л.С., Бернштейн А.М. и др. // Известия вузов. Чёрная металлургия. 1988. № 5.
3. Штремель М.А. // Металловедение и термическая обработка металлов. 2005. № 5. С. 36.
4. Кузько Е.И., Кудря А.В., Стариков С.В. // Заводская лаборатория. 1992. Т. 58. № 9.
5. Штремель М.А., Авдеенко А.М., Кузько Е.И. // Физика твёрдого тела. 1995. Т. 37. № 12.
6. Кудря А.В., Бочарова М.А., Лаговская Г.Ю. В сб. Трудов XXXV конференции "Актуальные проблемы прочности". Псков. 1999. Т. 2.
7. Штремель М.А., Кудря А.В., Бочарова М.А., Пантелеев Г.В. // Физика металлов и металловедение. 2000. Т. 90. № 3.
8. Кудря А.В., Соколовская Э.А. // Известия РАН. Серия "Физическая". 2004. Т. 68. №10.
9. Фонштейн Н.М., Борцов А.Н., Жукова Е.Н. // Заводская лаборатория. 1983. № 8.
10. Медведев В.В., Мочалов Б.В., Максимова О.В. и др. // Сталь. 1983. № 10.
11. Шредер М. Фракталы, хаос, степенные законы. Москва – Ижевск. РХД. 2001.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ В МАТЕРИАЛАХ И СПЛАВАХ, ПРЕТЕРПЕВАЮЩИХ ТЕРМОУПРУГИЕ ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ

Шадурский А. В., Рубаник В. В.*, Рубаник В. В. мл.**

УО "Полоцкий государственный аграрно-экономический колледж"
**Институт технической акустики НАН Беларуси*
***УО "Витебский государственный технологический университет"*
ita@vitebsk.by

Воздействие ультразвуковых колебаний на металлы обусловливает во многих случаях их разогрев из-за необратимого рассеивания звуковой энергии в материале. В первую очередь, процесс нагрева связан с демпфирующими свойствами материала, мощностью вводимых ультразвуковых колебаний (УЗК). В связи с тем, что скорость диссипации ультразвуковой энергии зависит от величины механических напряжений, которые неодинаковы по длине образца (исключение составляет случай бегущей волны), наблюдается неравномерный нагрев волновода. Учитывая, что изменение температуры влечет за собой генерацию реактивных напряжений, возникновение эффекта памяти формы и др., необходимо знать четкую картину распределения температуры по длине образца в процессе его ультразвуковой обработки.

Исследования механизмов тепловыделения в металлах с памятью формы под воздействием ультразвука были выполнены с помощью установки, схема которой изображена на рис. 1. Данная схема позволяет достигать в образцах значительных амплитуд механических напряжений.

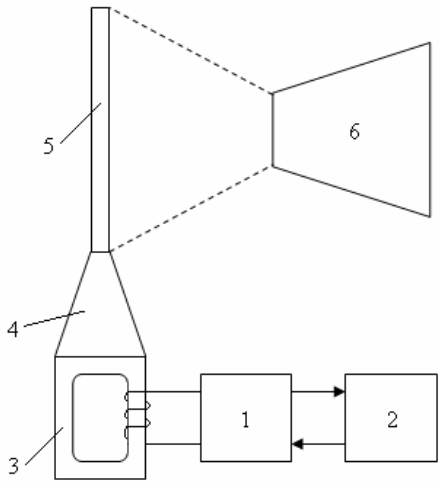


Рис. 1. Принципиальная схема установки: 1 – ультразвуковой генератор; 2 – частотомер; 3 – преобразователь; 4 – концентратор; 5 – исследуемый образец; 6 – тепловизор

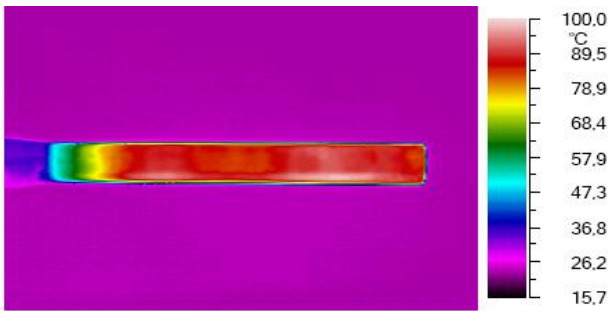


Рис. 2. Термограмма TiNi волновода при ультразвуковом воздействии частотой 44 кГц

Тепловизор Thermo Tracer NEC TH9100, представляет собой бесконтактную высокочувствительную инфракрасную камеру. Спектральный диапазон измерений составлял от 8 до 14 мкм. Для возбуждения в образцах УЗК использовали ультразву-

ковые генераторы с автоматической подстройкой резонансной частоты УЗДН-1 с магнитострикционным преобразователем собственной резонансной частотой 22 кГц и УЗГ4-У-44 с пьезокерамическим преобразователем с полосой рабочих частот (40÷50) кГц; диапазон удержания частоты ±2кГц; максимальная выходная электрическая мощность 100 Вт. Генератор имеет встроенную систему автоматического поддержания резонансной частоты, благодаря которой обеспечивалась работа излучателя в резонансном режиме даже при значительном изменении параметров нагрузки и собственной резонансной частоты присоединенных волноводов [1]. Цилиндрические образцы (волноводы) диаметром 10 мм и длиной 70÷80 мм крепили к концентратору с помощью резьбового соединения. Частота возбуждаемых колебаний непрерывно фиксировалась частотомером Ч3-33. Тепловизионная камера располагалась на расстоянии (0,30÷0,40) м от волновода так, что позволяла наблюдать на мониторе компьютера весь образец и конец ультразвукового концентратора (рис. 2).

Наибольший эффект при преобразовании энергии ультразвуковой волны в теплоту будет достигаться, если образец имеет резонансную длину, как правило, полуволновую или волновую, и вся колебательная система работает на резонансной частоте (в нашем случае $f_{\text{рез}}$ = 44 кГц).

Для выявления основных факторов, ответственных за распределение температурных полей, создаваемых акустическими колебаниями в Ti–Ni сплавах, была построена компьютерная модель в соответствии с алгоритмом, изложенным в [2]. Согласно данной методике расчета, для резонансных систем уравнение, описывающее прирост температуры в любой момент времени, имеет вид:

$$\Delta T(x,\tau)=\frac{3}{16}\frac{\xi^2 Q^{-1} E f}{a_1}\left\{\begin{array}{l} k^2\chi_1\tau+\frac{1}{6}\left(1-\exp\left(-16k^2\chi_1\tau\right)\right)\sin^4 k(l-x)+ \\ +\frac{2}{3}\left(\frac{3}{4}-\exp\left(-4k^2\chi_1\tau\right)+\frac{1}{4}\exp\left(-16k^2\chi_1\tau\right)\right)\sin^2 k(l-x)- \\ -\frac{1}{48}\exp\left(-16k^2\chi_1\tau\right)+\frac{1}{3}\exp\left(-4k^2\chi_1\tau\right)-\frac{5}{16} \end{array}\right\}+$$

$$+\sum_{n=0}^{\infty}\left(B_n-D_n-F_n\right),$$

где x_{m0} – амплитуда смещений на свободном конце стержня, f – частота колебаний, E – модуль упругости, l – длина образца, x – смещение относительно начала образца, t – время воздействия ультразвука, $c_1=\frac{a_1}{r_1 c_1}$ – температуропроводность, a_1 – теплопроводность образца, ρ_1 – плотность, c_1 – теплоемкость; k – волновое число.

Однако рассмотренная выше методика оказалась применимой только для образцов, физические свойства которых не меняются с течением времени. Поэтому для корректного описания распределения температуры в стержнях из никелида титана потребовалась модификация решения уравнения теплопроводности.

Нарастание температуры в Ti–Ni-образце приводит к образованию кристаллов новой фазы, что влечет за собой изменение физических и механических свойств материала. В связи с этим следует ожидать температурную зависимость модуля Юнга, и удельной теплоемкости. Учет данной зависимости является существенным и в значительной степени влияет на работоспособность модели [3].

При нагреве волновода в результате поглощения ультразвука важным оказывается то, что количество тепла и температура в некотором участке волновода связаны

с величиной внутреннего трения $Q^{-1} = \frac{W}{2W_0}$, где W – поглощенная, а W_0 – полная энергия, вводимая в волновод через концентратор колебаний. Расчеты показывают, что сложный характер внутреннего трения (рис. 3) во многом определяет нелинейный рост температуры волновода (рис. 4).

На рис.5 представлена зависимость скорости изменения температуры TiNi волновода в области максимального нагрева от времени действия ультразвука частотой 22 кГц. При условии поддержания постоянной амплитуды механических смещений на торце волновода наибольшая скорость нагрева наблюдается, когда материал находится в низкотемпературной мартенситной фазе, и составляет в нашем случае до 3 градусов в секунду.

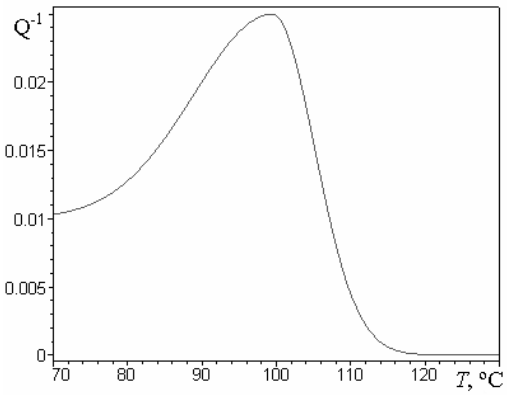


Рис. 3. Температурная зависимость внутреннего трения, используемая в расчетной модели

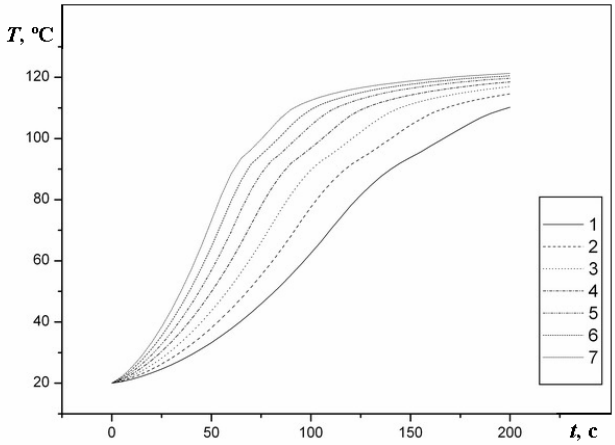


Рис. 4. Зависимость температуры TiNi волновода в области максимального нагрева от времени действия УЗК амплитудой 6 мкм (1), 7 мкм (2), 8 мкм (3), 9 мкм (4), 10 мкм (5), 11 мкм (6) и 12 мкм (7)

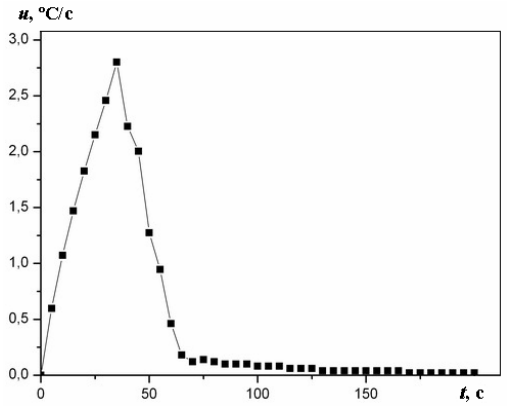


Рис. 5. Зависимость скорости нагрева TiNi волновода от времени воздействия ультразвука

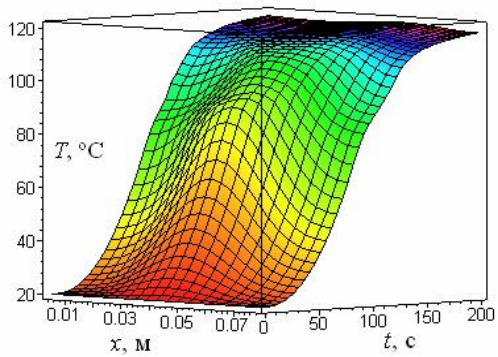


Рис. 6. Температурный профиль TiNi волновода

При температуре A_s = 85ºС в материале начинается фазовое превращение первого рода, которое идет с поглощением энергии, скорость нагрева при этом уменьшается и составляет порядка 0,05 град/с. Переход материала в высокотемпературное аустенитное состояние практически останавливает процесс нагрева и температура по образцу стабилизируется, при этом скорость разогрева с увеличением амплитуды колебаний не изменяется.

Результаты численных расчетов (рис. 4–6) по ультразвуковому разогреву TiNi-образцов резонансной длины показали хорошее совпадение с экспериментом, что позволяет утверждать о состоятельности предложенной модели.

Список литературы

1. Рубаник, В.В. Влияние ультразвука на деформационное поведение TiNi сплавов / В.В. Рубаник, В.В. Рубаник (мл.) // Особенности структуры и свойств перспективных материалов / Под общ. ред. А.И. Потекаева. – Томск, Изд-во НТЛ, 2006. – Гл. 12. – С. 219-240.
2. Кулемин, А.В. Ультразвук и диффузия в металлах / А.В. Кулемин.– М.: Металлургия, 1978.– 200 с.
3. Рубаник, В.В. Моделирование процессов тепловыделения в TiNi сплавах при ультразвуковом воздействии / В.В. Рубаник, А.В. Шадурский, В.В. Рубаник (мл.) // XVII Петербургские чтения по проблемам прочности: сб. матер. конфер., 10-12 апреля 2007, С.-Петербург, в 2 ч. – Ч.2. - С.283-285.

УЛЬТРАЗВУКОВОЙ НАГРЕВ ВОЛНОВОДОВ ИЗ НИКЕЛИДА ТИТАНА

Рубаник В. В., Клубович В. В., Рубаник В. В. мл.*,
Андреев В. А., Рубаник О. Е.**

Институт технической акустики НАН Беларуси, Витебск, Беларусь
**Витебский государственный технологический университет,*
***Промышленный центр «МАТЭКС», Москва*
jr@tut.by

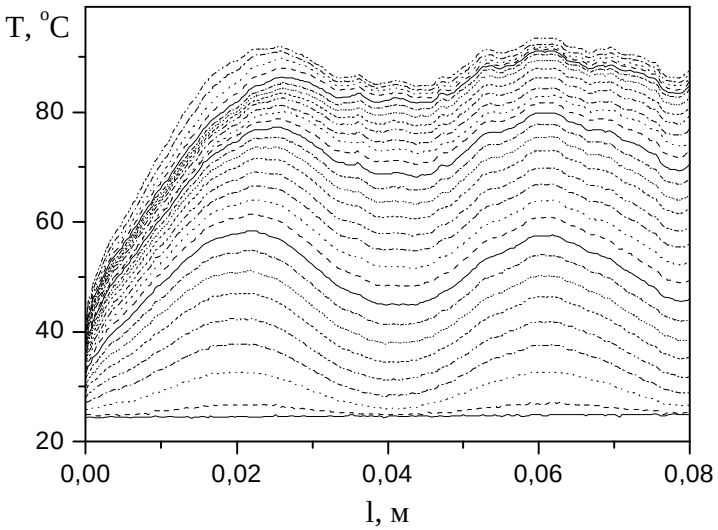
Материалы и сплавы с памятью формы (СПФ) привлекают все большее внимание с момента обнаружения и первой публикации об эффекте памяти формы Чангом и Ридом в 1951 году [1]. Эти материалы обладают чрезвычайно большими восстанавливаемыми деформациями (порядка 10 %) неупругой природы. Удивительная способность полностью возвращать большие деформации – результат термоупругого фазового превращения низкотемпературной мартенситной в высокотемпературную аустенитную фазу. Именно это свойство позволяет использовать СПФ во многих инновационных технических решениях [2].

Ультразвуковое воздействие на металлы и сплавы в большинстве случаев вызывает неравномерный разогрев материала [3, 4]. В первую очередь, процесс нагрева связан с демпфирующими свойствами материала, мощностью вводимых ультразвуковых колебаний (УЗК). Так при воздействии УЗК в течении 20 секунд образцы из стали, меди нагреваются на 100÷200 К, алюминиевые образцы всего на 5÷10 К [5].

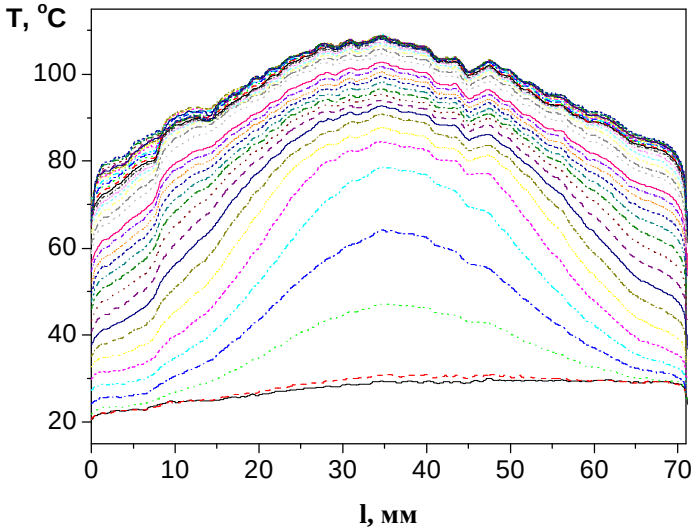
Учитывая, что в сплавах с эффектом памяти формы при реализации термоупругого перехода происходит максимальное проявление демпфирующих свойств [6], следует ожидать наибольшего поглощения энергии акустических колебаний в температурном интервале превращения. В этой связи целью этапов работы является исследование кинетики разогрева и распределения температуры по длине TiNi волновода в процессе ультразвукового воздействия.

Исследования проводили с помощью тепловизора Thermo Tracer NEC TN9100, представляющего собой бесконтактную высокочувствительную инфракрасную ка-

меру. Спектральный диапазон измерений составлял от 8 до 14 мкм. Для возбуждения в образцах УЗК использовали ультразвуковые генераторы с автоматической подстройкой резонансной частоты УЗДН-1 с магнитострикционным преобразователем собственной резонансной частотой 22 кГц и УЗГ4-У-44 с пьезокерамическим преобразователем с полосой рабочих частот 40...50кГц. Цилиндрические образцы (волноводы) диаметром 10 мм и длиной 70÷80 мм крепили к концентратору с помощью резьбового соединения. Частота возбуждаемых колебаний непрерывно фиксировалась частотомером ЧЗ-33, амплитуда – бесконтактным виброметром БВУ-3М.



а)



б)

Рис. 1. Профили распределения температуры по образцу с интервалом в 5 с при ультразвуковом воздействии частотой 44 и 22 кГц

В качестве образцов использовали никелид титана, в котором прямой и обратный фазовые переходы осуществляются по схеме B2→B19 и характеристические температуры, измеренные методом дифференциальной сканирующей калориметрии, составляли: $M_н$ = 72ºС, $M_к$ = 46ºС, $A_н$ = 85ºС, $A_к$ = 114ºС.

Тепловизионные исследования ультразвукового разогрева TiNi волноводов показали, что в образцах резонансной длины в процессе воздействия ультразвука максимальный нагрев наблюдается в узлах смещений и минимальный в пучностях смещений механических колебаний. Исследование кинетики ультразвукового разогрева TiNi волноводов проводили как по линейному профилю, так и по выделенной площадке образца. Температурное поле фиксировали с частотой 1 Гц. При частоте воздействия 44 кГц образец являлся «волновым» и максимальный нагрев проходил в двух областях (рис. 1*а*); при частоте 22 кГц образец «полуволновой» длины и максимальный нагрев в одной области – посередине (рис. 1*б*).

В мартенситной и аустенитной фазах перепад температуры по длине образца в процессе его нагрева за счет поглощения энергии УЗК составляет до 20–30°С. В аустенитном состоянии УЗК не вызывает дальнейшего значительного нагрева волновода и распределение температур вдоль образца стабилизируется. Это обусловлено более низким уровнем внутреннего трения характерного для TiNi в аустенитном со-

стоянии по сравнению с мартенситным и двухфазным [2, 6]. Диссипация акустической энергии в аустенитном состоянии практически не происходит. Однако с течением времени неоднородность распределения температуры по длине образца сохраняется.

Следует отметить, что в зависимости от времени действия ультразвука прослеживается нелинейный рост температуры волновода. Это связано со значительным изменением уровня внутреннего трения при переходе из мартенситного в аустенитное состояние и поглощением энергии в результате фазового перехода [7]. На рис. 2 представлена зависимость температуры TiNi волновода в области максимального нагрева от времени действия ультразвука частотой 22 кГц разной интенсивности. Поскольку максимальный нагрев идет в областях, где находятся пучности механических напряжений, скорость нагрева определяли именно в этих местах.

Как отмечалось ранее, рост температуры носит нелинейный характер. При условии поддержания постоянной амплитуды механических смещений на торце волновода наибольшая скорость нагрева наблюдается, когда материал находится в низкотемпературной мартенситной фазе, и составляет в нашем случае до 3 К/с (рис.3).

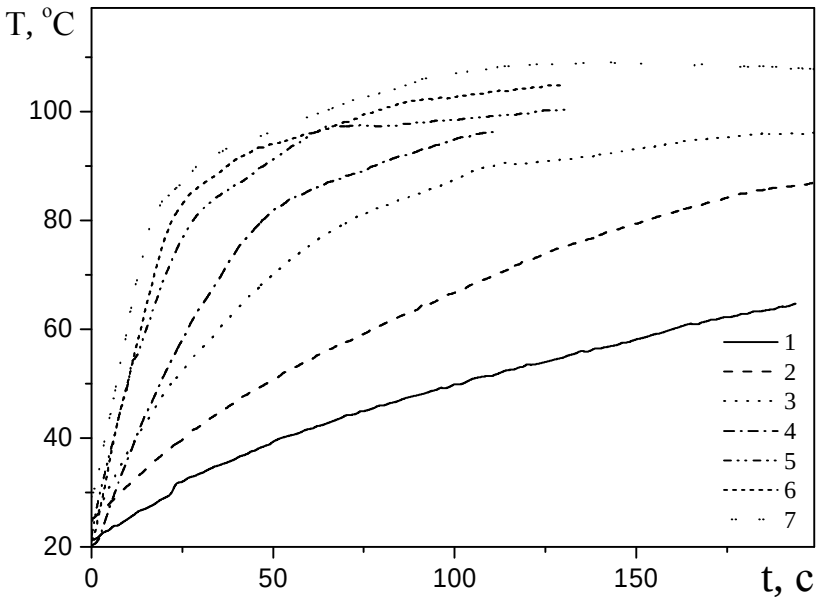


Рис. 2. Зависимость температуры TiNi волновода в области максимального нагрева от времени действия УЗК амплитудой 6 мкм (1), 7 мкм (2), 8 мкм (3), 9 мкм (4), 10 мкм (5), 11 мкм (6) и 12 мкм (7) частотой 22 кГц

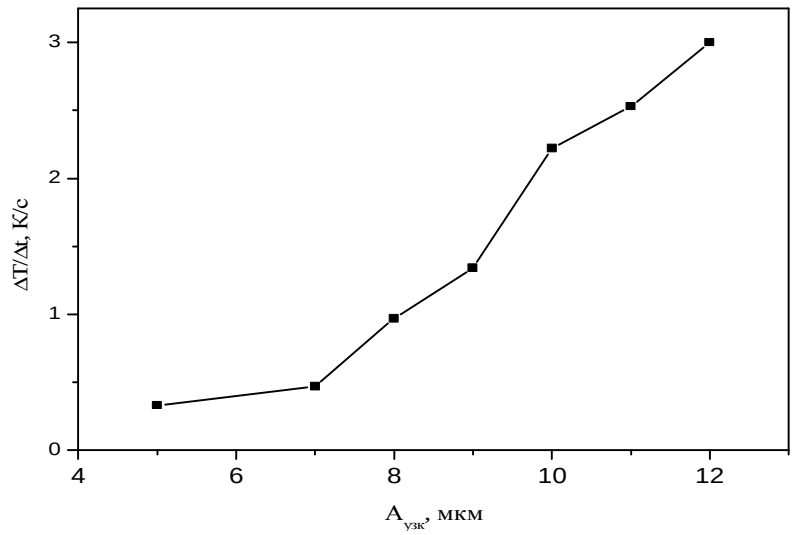


Рис. 3.Зависимость скорости нагрева TiNi волновода в мартенситном состоянии от амплитуды ультразвуковых колебаний

При температуре $A_н$ = 85ºС в материале начинается фазовое превращение, которое идет с поглощением энергии, скорость нагрева при этом уменьшается и составляет порядка 0,05–0,1 К/с. Переход материала в высокотемпературное аустенитное состояние практически останавливает процесс нагрева и температура по образцу стабилизируется, при этом скорость разогрева с увеличением амплитуды колебаний не изменяется.

В процессе ультразвукового воздействия в TiNi сплаве происходят фазовые превращения, которые изменяют физические и механические свойства материала, определяющие скорость распространения упругих волн, в частности, модуля Юнга. Ультразвуковое инициирование эффекта памяти формы в никелиде титана сопровождается изменением скорости разогрева материала, что также вызывает изменение акустических параметров системы. Изменение модуля Юнга, а значит и скорости распространения продольной ультразвуковой волны, в процессе термоупругого фазового превращения для одной и той же волноводной системы должно приводить к перераспределению (смещению) в ней узловых точек стоячей волны. Т.е. в процессе ультразвукового инициирования термоупругого фазового превращения должно наблюдаться смещение положения области максимального разогрева волновода.

Действительно, анализ профилей распределения температуры по образцу при ультразвуковом воздействии частотой 44 кГц указывает на то, что происходит смещение точки, соответствующей первому максимуму температуры. Для TiNi образца волновой длины это смещение составляет 6 мм.

Заключение

Изменяя частоту и амплитуду ультразвуковых колебаний в процессе инициирования фазового перехода возможно управление ходом фазового превращения в материале, скоростью его осуществления. Скорость изменения температуры на различных участках составляет до 1–3 град/с. Ультразвуковое инициирование эффекта памяти формы в никелиде титана сопровождается изменением скорости разогрева материала, что вызвано реализацией термоупругого фазового перехода в материале.

Список литературы

1. 1 L.C. Chang, T.A. Read Behavior of the elastic properties of AuCd // Trans. Met. Soc. AIME.– 1951.– Vol. 191.– P. 47.
2. 2 Материалы с эффектом памяти формы: Справ изд.: В 4 т. / Под ред. В.А. Лихачева.– СПб.: Изд-во НИИХ СПбГУ, 1998.– Т. 4.– 1998.– 268 с.
3. 3 А.В.Кулемин Ультразвук и диффузия в металлах.– М.: Металлургия, 1978.– 200 с.
4. 4 Ультразвуковой высокотемпературный нагрев и его применение для термической обработки при исследованиях металлов и сплавов / Ю.Ф. Балалаев, С.З. Бокштейн // ФММ.– 1963.– Т. 16, вып. 6.– С. 872–876.
5. 5 Thermographic investigation of high-power ultrasonic heating in materials / R.B. Mignogna, R.E. Green, Jr. et al. // J. Ultrasonic.– 1981.– № 7.– P. 159–163.
6. 6 Лихачев, В.А. Эффект памяти формы / В.А. Лихачев, С.Л. Кузьмин, З.П. Каменцева // Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1987. - 216 с.
7. 7 Температурные поля в TiNi волноводах при ультразвуковом воздействии / В.В.Клубович, В.В.Рубаник, В.В.Рубаник, О.Е.Рубаник // Вестник БрГТУ. – Т. 4 (46), 2007. – С. 39-40.

РАННЯЯ ДИАГНОСТИКА ВОДОРОДНОЙ ПОВРЕЖДАЕМОСТИ МЕТАЛЛА С ПОМОЩЬЮ МЕТОДИКИ, СОВМЕЩАЮЩЕЙ МЕТОДЫ ИНДЕНТИРОВАНИЯ И АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ

Мещеряков[1] Д. Е., Мерсон[1] Д. Л., Суворов[2] П. В., Селезнев[1] М. Н., Черняева[3] Е. В.

[1] *Тольяттинский государственный университет*
[2] *Самарский Инженерно-технический центр*
[3] *Санкт Петербургский государственный университет*
D.Merson@tltsu.ru

При диагностике потенциально опасного оборудования, работающего с сероводородсодержащими средами, одной из важных задач является ранняя диагностика водородной повреждаемости металла неразрушающим способом. В настоящее время ни один из существующих методов неразрушающего контроля не позволяет отслеживать деструкционные процессы на стадии, предшествующей образованию недопустимых дефектов.

В настоящей работе предпринята попытка оценить возможности использования методики, совмещающей методы кинетического индентирования и акустической эмиссии (АЭ). Первая позволяет определять основные механические характеристики материалов (предел текучести, временное сопротивление и остаточное удлинение) [1], а вторая – выявлять малейшие нюансы в изменениях механизмов деформирования и разрушения [2].

В качестве объекта исследования выбраны образцы стали 13ХФА, вырезанные из нефтегазопроводных горячекатаных труб, химсостав которой приведен в табл. 1.

Таблица 1. **Химический состав стали 13ХФА**

C	Si	Mn	Cr	Nb	Ti	V	Al	S	P	N	Ni	Cu
0.14	0.55	0.54	0.56	0.017	0.015	0.045	0.037	0.001	0.007	0.004	0.02	0.03

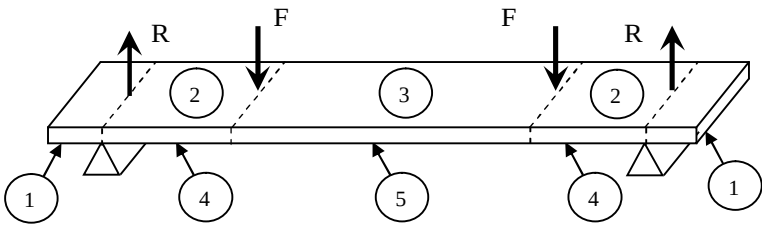


Рис. 1. Схема 4-х точечного изгиба с зонами с различным напряженным состоянием.

Плоские шлифованные образцы с размерами 100×18×3 мм наводороживали по стандарту ASTM G-39 в H_2S-содержащей среде (стандарт NACE TM 0177) в условиях 4-х точечного упругого изгиба (рис.1) в течение 48 или 96 часов. При этом на одном образце одновременно получали 5 зон с различными условиями наводороживания (напряженным состоянием): 1 – недеформированная зона; 2 – неравномерно сжатая; 3 – равномерно сжатая; 4 – неравномерно растянутая; 5 – равномерно растянутая (рис.1). Величина нагрузки *F* выбиралась таким образом, чтобы в зонах с равномерными напряжениями (3 и 5) его уровень составлял 0,7 от предела текучести (360 МПа).

После наводороживания образцы укалывали коническим алмазным индентором в каждую из зон образцы и одновременно регистрировали диаграмму вдавливания и параметры акустической эмиссии.

Индентирование, измерение усилия и перемещения производились на базе разрывной машины НК50Т со следующими режимами нагружения: предварительная нагрузка 10 Н; основная нагрузка до 1000 Н со скоростью 0.4 мм/мин.; 10-ти секундная пауза на максимуме; разгрузка со скоростью 0.4 мм/мин. Для регистрации сигналов акустической эмиссии был использован программно-аппаратный комплекс «ЭЯ-1», включающий пьезоэлектрическим датчик MSAE400 со встроенным предусилителем 27 дБ, усилитель MSAE-FA010 (рабочая полоса пропускаемых частот 50...1200 МГц, усиление 60 дБ), два АЦП и пакет оригинальных программ для сбора и обработки АЭ-информации.

В ходе экспериментов измеряли среднеквадратическое напряжение АЭ на выходе усилителя (***RMS***) и оцифровывали мгновенные значения сигналов АЭ, превышающих заданный порог, для вычисления их спектра, энергии (***E***), медианной частоты[1] (F_{med}) и других параметров. Все зарегистрированные сигналы по методике, разработанной в [3], были рассортированы на группы с подобной формой кривой спектральной плотности, т.е. близкие по спектральному составу.

Основные результаты сводятся к следующему.

1. При индентировании всех зон образцов, как в исходном, так и в наводороженном состояниях, уровень ***RMS*** незначительно превышал уровень собственных шумов аппаратуры, т.е. излучения непрерывной АЭ практически не наблюдалось.
2. Параметры дискретных сигналов АЭ в координатах «Энергия – медианная частота» (E–F_{med}), зарегистрированные в металле в исходном состоянии равномерно распределены в области частот 125÷200 кГц (рис.2*а*).
3. После выдержки в среде NACE 48 часов в недеформированной области образца в координатах E–F_{med} распределение сигналов АЭ оставалось практически таким же (рис.2*б*), как и для исходного состояния, тогда как в зонах с максимальными напряжениями (как растягивающими, так и сжимающими) оно существенно изменялось: энергия в целом снижалась, а набор медианных расширялся в сторону низших частот (рис. 2*в, г*).
4. После выдержки в среде NACE 96 часов даже в недеформированной области происходит снижение энергии сигналов АЭ (рис.2*д*), то же самое наблюдается и в зоне равномерных сжимающих напряжения (рис. 2*е*). Наиболее резкое снижение E имеет место в равномерно растянутой области (рис. 2*ж*). При этом, как в условиях растягивающих, так и сжимающих напряжений набор медианных частот практически возвращается к исходному состоянию.

В целом по работе можно сделать следующие выводы.

1. В условиях наводороживания под напряжением образцов стали 13ХФА происходит снижение энергии сигналов АЭ, что, по-видимому, связано с внутренним наклепом металла водородом в процессе его моляризации.

2. Изменение частотного спектра сигналов АЭ в процессе наводороживания неоднозначно: в первые 50 часов в среднем происходит смещение спектра в сторону низших, частот, а затем возврат в первоначальное состояние.

3. Наибольшее изменение АЭ претерпевает в зоне максимальных растягивающих напряжений.

4. АЭ «чувствует» процесс наводороживания уже в первые 50 часов, тогда, как изменения механических характеристик, как правило, наблюдают только после 300 часов выдержки в среде NACE. Это позволяет сделать вывод о высокой перспективности применения метода АЭ для выявления процесса водородной повреждаемости уже на самых ранних стадиях.

[1] Частота, делящая площадь под кривой спектральной плотности на две равные части

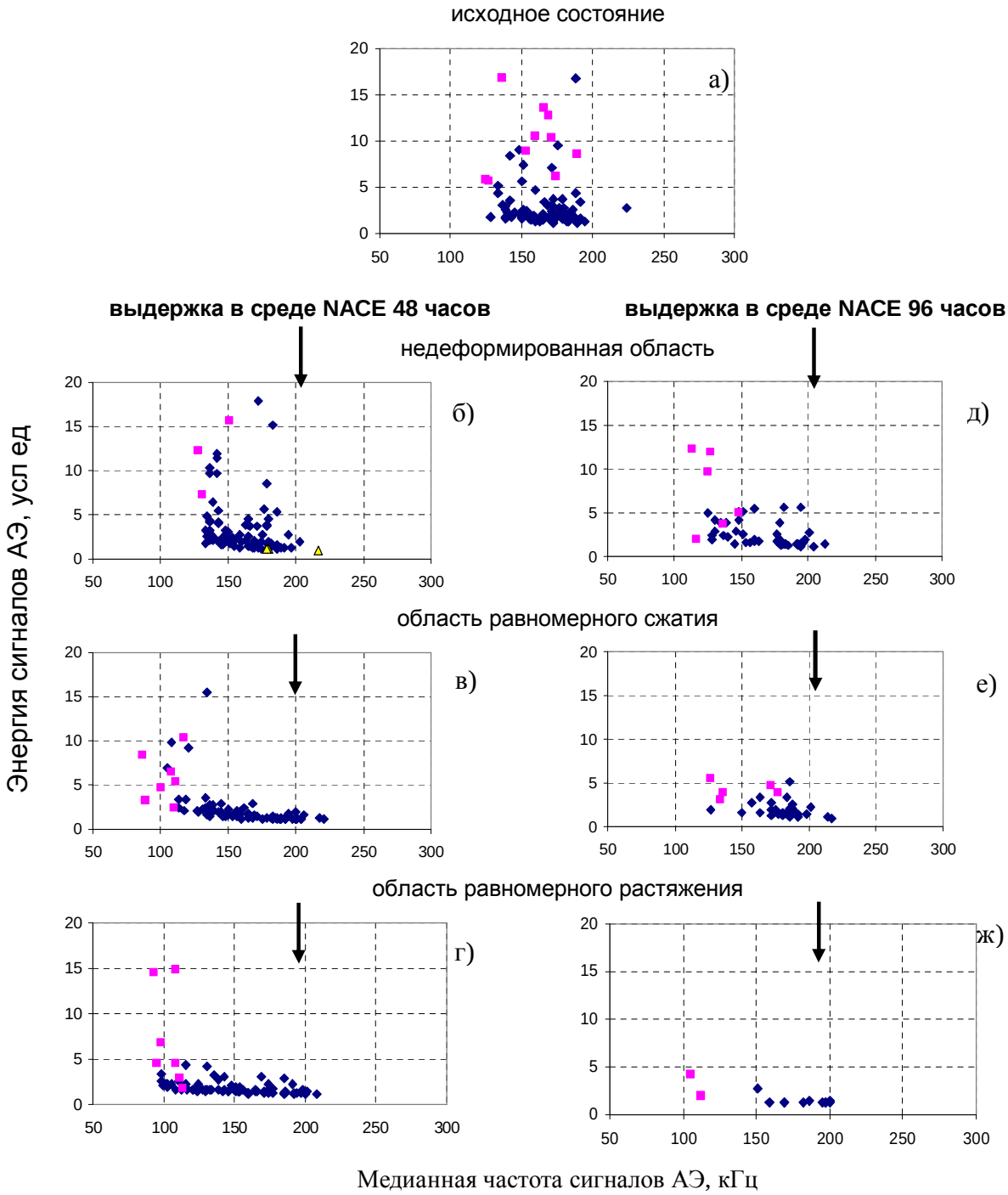


Рис. 2. Распределения сигналов АЭ в координатах «Энергия – медианная частота» при индентировании различных зон стали 13ХФА, в исходном (*а*) и наводороженном (*б–ж*) состояниях.

Список литературы

1. Матюнин В.М. Оперативная диагностика механических свойств конструкционных материалов. – М.: Изд. дом МЭИ, 2006. 216 с.
2. Бартенев О.А., Фадеев Ю.И. Применение акустической эмиссии в механических испытаниях: Обзор// Заводская лаборатория. 1990. № 5. С.34-39.
3. Мерсон Д. Л., Разуваев А. А., Виноградов А. Ю. Применение методики анализа спектральных образов сигналов акустической эмиссии для исследования повреждаемости покрытий TiN на стальной подложке // Дефектоскопия. 2002. №7. С. 37-46.

ЭНДОХРОННАЯ ТЕОРИЯ НЕУПРУГОСТИ, УЧИТЫВАЮЩАЯ МИКРОРАЗРУШЕНИЯ (ОБЩИЙ СЛУЧАЙ)

Кадашевич Ю. И., Помыткин С. П.

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

При построении критерия прочности в работе [1] был использован простейший вариант эндохронной теории неупругости, учитывающий микроразрушение, когда разрушение наступало в упругих элементах. В предлагаемом докладе исследуется общий случай, когда микроразрушение происходит как в упругих, так и в неупругих элементах материала.

Согласно идеям работы [2], сформулируем эндохронные варианты определяющих соотношений двух типов:

$$\varepsilon_{ij}^{e}+\alpha\rho\frac{d\varepsilon_{ij}^{e}}{dR_1}=\frac{1}{2G_1}\left[\rho\frac{dR_{ij}^{(1)}}{dR_1}+\frac{g_1+1}{g_1+\alpha}R_{ij}^{(1)}\right],$$

$$R_{ij}^{(1)}=2G_1\varepsilon_{ij}^{e}-(1-\alpha)\sigma_{ij}, \qquad dR_1=\sqrt{dR_{ij}^{(1)}:dR_{ij}^{(1)}}\ , \tag{1}$$

где ε_{ij}^{e} – девиатор тензора упругих деформаций, σ_{ij} – девиатор тензора напряжений, G – модуль сдвига, α – параметр эндохронности, $R_{ij}^{(1)}$ – девиатор вспомогательного параметрического тензора R_{ij} (при $\alpha=0$ он превращается в тензор упругих микроразрушений [3]), g_1 – постоянный параметр материала, ρ – аналог предела упругого разрушения;

$$\varepsilon_{ij}^{p}+\beta\tau\frac{d\varepsilon_{ij}^{p}}{dR_2}=\frac{1}{2G_2}\left[\tau\frac{dR_{ij}^{(2)}}{dR_2}+\frac{g_2+1}{g_2+\beta}R_{ij}^{(2)}\right],$$

$$R_{ij}^{(2)}=2G_2\varepsilon_{ij}^{p}-(1-\beta)s_{ij}, \qquad dR_2=\sqrt{dR_{ij}^{(2)}:dR_{ij}^{(2)}}\ , \tag{2}$$

где ε_{ij}^{p} – девиатор тензора неупругих (пластических) деформаций, s_{ij} – девиатор тензора микронапряжений, G_2 – модуль упрочнения, β – параметр эндохронности, $R_{ij}^{(2)}$ – девиатор вспомогательного параметрического тензора $R_{ij}^{(2)}$ (при $\beta=0$ он становится тензором микроразрушений неупругих деформаций), g_2 – постоянный параметр материала, τ – аналог предела неупругого разрушения материала.

При активном нагружении выполняется соотношение:

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

где ε_{ij} – девиатор тензора полных деформаций.

В случае простого одноосного нагружения уравнения (1) и (2) интегрируются. Например, при $\alpha=\beta=1$ решения имеют вид

$$\sigma=\frac{1}{g_1+1}\cdot\left[2G_1\varepsilon_1^{e}+\rho\,g_1\left(1-\exp\left(\frac{-2G_1\varepsilon_1^{e}}{\rho}\right)\right)\right], \tag{3}$$

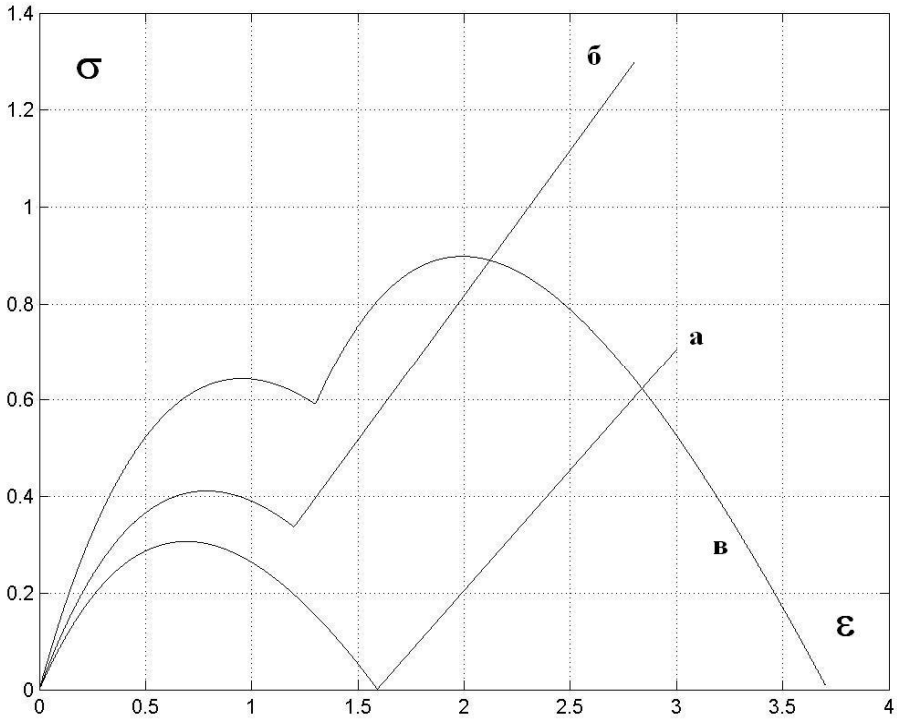
$$s = \frac{1}{g_2 + 1} \cdot \left[2G_2 \varepsilon_1^p + \tau g_2 \left(1 - \exp\left(\frac{-2G_2 \varepsilon_1^p}{\tau} \right) \right) \right] . \qquad (4)$$

Анализ решений показал, что возможны различные виды развития деформации:

а) пластические элементы модели практически не разрушаются, а упругие элементы – разрушаются;

б) пластические элементы модели разрушаются, а упругие элементы – не разрушаются;

в) происходит одновременное разрушение упругих и пластических элементов модели, причем важно то, какие элементы разрушаются раньше.



На рисунке представлены диаграммы «напряжение-деформация», отражающие возникновение этих возможных ситуаций (*а, б* и *в*) поведения материала.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 08-01-00036).

Список литературы

1. Ю.И.Кадашевич, С.П.Помыткин. О построении критерия прочности при сложном нагружении: материалы конференции / 46 международная конференция "Актуальные проблемы прочности". Витебск, 15-17 октября 2007г. Витебск. 2007. Ч.I. С.92-94.
2. Кадашевич 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.
3. В.В.Новожилов, Ю.И.Кадашевич. Микронапряжения в конструкционных материалах. Л.:Машиностроение,1990. 223с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ МАРТЕНСИТНОГО ДВИГАТЕЛЯ НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ

Баранец А. А., Волков А. Е.
Санкт-Петербургский Государственный Университет
volkov@smel.math.spbu.ru

Выполнено моделирование работы мартенситного двигателя непрерывного действия с рабочим телом в форме ленты или проволоки, работающей на растяжение. Схема конструкции двигателя показана на рис. 1. Двигатель состоит из шкивов 1 и 2, на которые надето рабочее тело 5 из сплава с памятью формы. Дополнительное соединение шкивов, состоящее из звездочек 3 и 4 разного диаметра, соединенных жесткой цепью 6, обеспечивает заданное отношение угловых скоростей вращения шкивов.

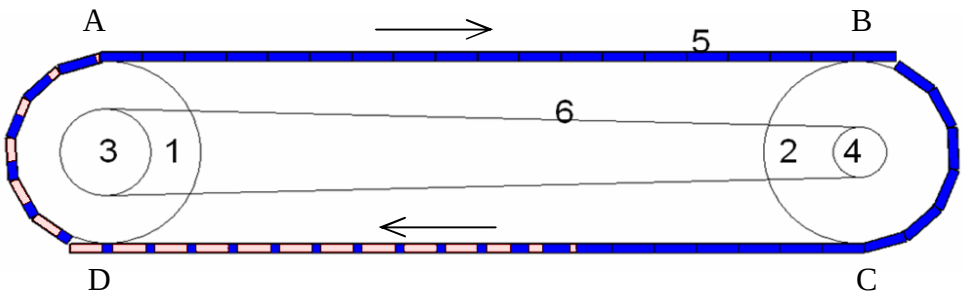


Рис. 1. Схема мартенситного двигателя непрерывного действия.

Верхняя половина рабочего тела (участок AB) находится в зоне охлаждения, а нижняя (участок CD) – в зоне нагрева, поэтому при вращении обоих шкивов в направлении, показанном стрелкой, участки рабочего тела, сбегающие со шкива 1, удлиняются за счет пластичности превращения, а сбегающие со шкива 2 – укорачиваются за счет реализации эффекта памяти формы. При этом в зоне охлаждения происходит релаксация силы натяжения, а в зоне нагрева – ее генерация. При численном моделировании рабочее тело разбивали на отдельные элементы, деформацию которых рассчитывали с помощью соотношений микроструктурной модели сплавов с памятью формы [1]. На рис. 1 длина светлого отрезка в каждом элементе соответствует количеству в нем аустенитной фазы. Разница между силами натяжения в зоне нагревателя $F_{\text{нагр}}$ и в зоне холодильника $F_{\text{хол}}$ приводит к появлению момента M, вызывающего вращение двигателя:

$$M = r(F_{\text{гор}} - F_{\text{хол}})(k - 1),$$

где r – радиус шкивов 1 и 2, k – отношение радиуса звездочки 3 к радиусу звездочки 4. Расчет угловой скорости шкивов двигателя и суммарного угла поворота производили в пренебрежении инерцией на основании двух условий. Первое условие (статическое) – равенство движущего момента M и момента сопротивления $M_{\text{сопр}}$:

$$M = M_{\text{сопр}} = M_0 + M_1 \cdot \omega,$$

где M_0 – постоянный момент, M_1 – коэффициент, определяющий вязкое трение, ω – угловая скорость шкива 3. Второе условие (кинематическое) состоит в том, что скорость суммарного укорочения всех элементов в зоне нагрева равно разности линейных скоростей движения ленты на шкивах 3 и 4. Предполагали, что в зонах охлаждения и нагрева температура окружающей среды распределена по трапециидальному закону и выполняется закон теплообмена Ньютона, а поток тепла от рабочего тела к шкивам отсутствует. Процесс теплопроводности не рассматривали, то есть считали, что температура в элементе однородна.

Сначала моделировали сборку двигателя. Для этого всем рабочим элементам задавали одинаковую начальную деформацию, а затем “включали” статическое и кинематическое условия, а также условие теплообмена, и изменяли температуры нагревателя и холодильника до заданных значений выше и ниже температур мартенситных превращений. На рис. 2*а* показан закон изменения угловой скорости дисков от времени. Видно, что после некоторого переходного режима скорость вращения дисков устанавливается на некотором значении, зависящем от начальной деформации, передаточного числа k, коэффициента теплообмена и температур нагревателя и холодильника.

а) *б*)

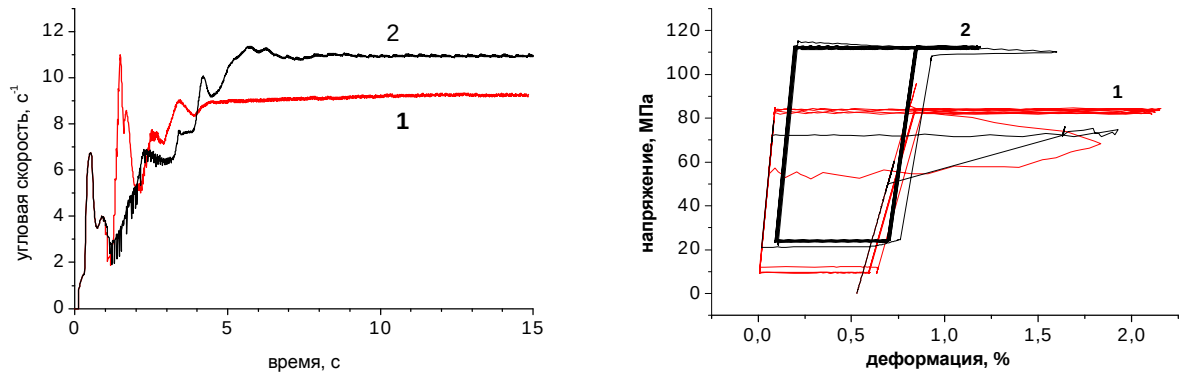


Рис. 2. *а* – зависимость угловой скорости дисков двигателя от времени: *б* – диаграмма напряжение – деформация для некоторого рабочего элемента; 1 – полное, 2 – неполное прямое превращение.

Из рис. 2*б* видно, что в установившемся цикле элементы ленты из сплава с памятью формы совершают работу против внешних сил, величина которой на единицу объема рабочего тела равна площади, ограниченной петлей диаграммы. При этом элементы испытывают избыточную деформацию, на которой не происходит совершения работы. Это происходит из-за недостаточной скорости роста температуры, вследствие чего элементы в мартенситном состоянии оказываются под действием большого усилия, действующего в зоне нагрева.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 04-01-00406) и программы поддержки научных школ НШ-4518.2006.1.

Список литературы

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

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ В СПЛАВЕ TiNi

Волков А. Е., Евард М. Е.

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

Выполнено моделирование механического поведения, накопления деформационных дефектов и разрушения сплава TiNi при одностороннем и знакопеременном циклическом деформировании в аустенитном состоянии при температуре, когда фазовых превращений в рассматриваемом материале не происходит.

Рассматривали поликристалл с кубической кристаллической решеткой, в каждом из зерен которого скольжение возможно по системам, действующим в сплаве TiNi в аустенитном состоянии. Расчет пластической деформации осуществляли в рамках модели, подробно изложенной в работе [1]. Предполагали, что каждое зерно представляет собой монокристалл, в котором имеется несколько систем скольжения. Любую плоскость скольжения можно отнести к одному из 1, 2,..., m,..., M типов, таких, что каждому из них принадлежат 1, 2,..., k,..., K_m кристаллографически эквивалентных плоскостей. В работе [2] показано, что в монокристаллах никелида титана дислокационное скольжение осуществляется в основном по кристаллографическим плоскостям типа {100} и {110} в направлении <001>. При этом значения критического скалывающего напряжения $t_{\text{cr}} \approx 120$ МПа. В данной работе для простоты предполагали, что сопротивление сдвигу изотропно. Атермическую пластическую деформацию в зерне рассчитывали как сумму деформаций для каждой из плоскостей сдвига, принадлежащих этому зерну.

В соответствии предположением об изотропном сопротивлении сдвигу считали, что дислокационное скольжение начинается, когда интенсивность касательного напряжения на плоскости сдвига $T_\tau^{(k,m)} = \sqrt{(\tau_{31}^{(k,m)})^2 + (\tau_{32}^{(k,m)})^2}$ ($\tau_{31}^{(k,m)}$ и $\tau_{32}^{(k,m)}$ – компоненты тензора напряжения $\underline{\underline{\sigma}}$ в локальном базисе $\underline{e}_1\,\underline{e}_2\,\underline{e}_3$, у которого направление $\underline{e}_3$ нормально к плоскости сдвига) достигает напряжения течения $\tau_s^{(k,m)}$:

$$T_\tau^{(k,m)} = \tau_s^{(k,m)}. \qquad (1)$$

При этом накапливается сдвиговая деформация, ненулевые составляющие которой равны

$$\beta_{31}^{(k,m)} = \frac{1}{2}\Gamma_\beta^{(k,m)}\frac{\tau_{31}^{(k,m)}}{T_\tau},$$

$$\beta_{32}^{(k,m)} = \frac{1}{2}\Gamma_\beta^{(k,m)}\frac{\tau_{32}^{(k,m)}}{T_\tau}, \qquad (2)$$

где $\Gamma_\beta^{(k,m)} = \sqrt{2\beta_{pq}^{(k,m)}\beta_{pq}^{(k,m)}}$ – интенсивность скоростей деформации сдвига в плоскости (k, m).

Предполагали, что напряжение течения $\tau_s^{(k,m)}$ складывается из равновесного значения $\tau_0^{(k,m)}$, и добавки, отвечающей за деформационное упрочнение $t_{\text{def}}^{(k,m)}$:

$$\tau_s^{(k,m)} = \tau_0^{(k,m)} + \tau_{\text{def}}^{(k,m)}. \qquad (3)$$

Как и в работе [1] принимали закон упрочнения в виде $\dot{\tau}_{\text{def}}^{(k,m)} = h^{(m)}\dot{\Gamma}_{\beta}^{(k,m)}$ ($h^{(m)}$ – коэффициент деформационного упрочнения). Это позволило вычислить $\dot{\Gamma}_{\beta}^{(k,m)}$.

При расчете повреждаемости, подобно тому, как это было сделано в работе [3], предполагали, что пластическая деформация приводит к изменению плотности дефектов, которые можно разделить на две категории: обратимые и необратимые деформацией. Для скорости изменения плотности обратимых деформацией дефектов (их можно соотнести с дислокационными петлями, расширяющимися или сужающимися в процессе деформации) было сформулировано уравнение

$$\dot{\underline{b}}^{(k,m)} = \dot{\underline{\beta}}^{(k,m)} - \frac{1}{\beta^*}\underline{b}^{0(k,m)}(\underline{b}^{(k,m)} \cdot \underline{\beta}^{(k,m)})H(\underline{b}^{(k,m)} \cdot \underline{\beta}^{(k,m)}), \qquad (4)$$

где $\dot{\underline{\beta}}^{(k,m)}$ – скорость пластической деформации на плоскости скольжения, β^* – константа материала, $\underline{b}^{0(k,m)} = \underline{b}^{(k,m)} / \left|\underline{b}^{(k,m)}\right|$ — единичный вектор направления $\underline{b}^{(k,m)}$, H — функция Хевисайда. При записи этого соотношения предполагалось, что скорость изменения суммарной мощности обратимых дефектов пропорциональна скорости пластической деформации, а уменьшение их плотности происходит вследствие пластической деформации другого знака или при выходе на поверхность кристалла (именно с этим процессом связано появление второго слагаемого в уравнении (4)).

Ко второму типу относятся неспособные к консервативному движению рассеянные дефекты, образующиеся в процессе пластической деформации. Их плотность описывали скалярной величиной $f^{(k,m)}$, считая, что она увеличивается в результате движения обратимых дефектов, а уменьшается только за счет «отдыха» при участии термоактивированных (диффузионных) процессов:

$$\dot{f}^{(k,m)} = (1+q\,f)\left|\frac{\underline{b}^{(k,m)}}{\beta^*}\right|^{\alpha}\left|\dot{\underline{\beta}}^{(k,m)}\right| - r(T)\,f^{(k,m)}, \qquad (5)$$

где q и α – константы материала, функция $r(T)$ задает коэффициент термоактивированного возврата, имеющий аррениусовскую зависимость от температуры ($r(T) = r_0\exp(-U/(k_{\text{B}}T))$, r_0, U – константы, k_{B} – постоянная Больцмана). Константа β^*, введенная ранее в соотношении (4), играет роль масштабирующего коэффициента. Значение α в данной работе полагали равным единице, термоактивационный возврат не учитывали ($r(T) = 0$).

В предположении, что разрушение происходит при достижении эффективным значением одной из компонент сдвигового напряжения t_{3i} на плоскости скольжения критического значения t_s, сформулирован деформационно-силовой критерий разрушения:

$$(1+A\,f^{(k,m)})[K_1 Sp\underline{\underline{\sigma}} + K_2\frac{b_i^{(k,m)}}{\beta^*}\tau_{3i}^{(k,m)}] = \tau_s\,,\ (i = 1, 2), \qquad (6)$$

где A, K_1 и K_2 — константы материала. Данный критерий учитывает, что накопление дефектов, обратимых деформацией, приводит к концентрации напряжений, рассеянные дефекты «ослабляют» материал и, снижая эффективный предел прочности, ускоряют разрушение, а всестороннее давление препятствует разрушению.

При подборе констант модельного материала исходили из следующих соображений. Критическое значение напряжений t_s считали постоянным, равным пределу прочности при сдвиге. Анализ уравнений (4) и (5), приведенный в работе [3], показывает, что для выбранной системы сдвига величина b при одностороннем деформи-

рировании асимптотически стремится к значению β^*, которое можно полагать приблизительно равным величине деформации до разрушения. При расчетах выбирали $\beta^* = 0.25$.

Значение коэффициента q в уравнении (5) определяет скорость накопления дефектов, необратимых деформацией. Большая величина q соответствует более хрупкому материалу, а уменьшая q можно описывать сверхпластичность. В настоящей работе полагали $q = 1$.

Величину K_2 в критерии (6) подбирали по результатам моделирования разрушения при чистом сдвиге, а значение K_1 — из сопоставления модельных экспериментов при растяжении и сжатии. Параметр A, отвечающий за «охрупчивание» материала в процессе деформации, калибруется по результатам циклических испытаний.

На рис. 1 приведены кривые деформирования до разрушения при растяжении, сжатии и чистом сдвиге для $K_1 = 0.2$, $K_2 = 4.0$, $A = 1.0$.

Для выбранных значений констант выполнено моделирование знакопеременного деформирования растяжением-сжатием до разрушения (рис. 2).

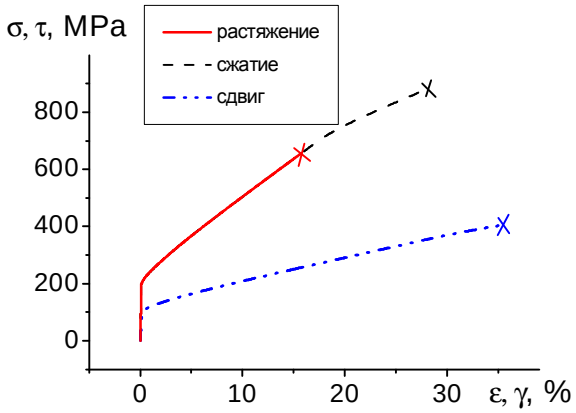


Рис. 1. Кривые деформирования модельного материала до разрушения при растяжении, сжатии ($\sigma(\varepsilon)$) и чистом сдвиге ($\tau(\gamma)$).

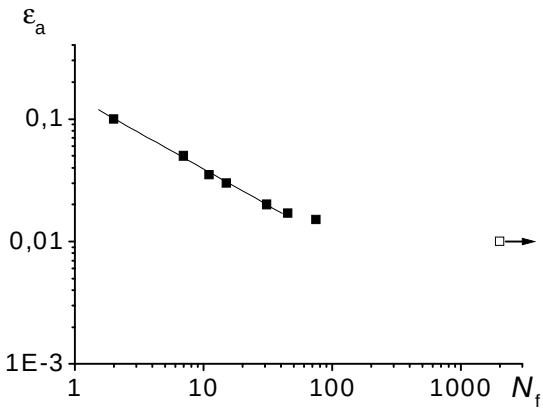


Рис. 2. Зависимость величины амплитуды деформации от числа циклов до разрушения при знакопеременном циклическом деформировании.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 07-01-00457 и гранта Президента РФ по поддержке научных школ НШ-2405.2008.1.

Список литературы

1. M.E. Evard, A.E.Volkov A theoretical study of the plastic deformation in titanium-nickel shape memory alloy // Proceeding of International Symposium on Shape Memory Alloys/ Fundamentals, Modelling and Industrial Applications, edited by F.Troshu, V.Brailovski, A.Galibois, 1999, P.177–183.
2. Чумляков Ю.И., Сурикова Н.С., Коротаев А.Д. Ориентационная зависимость прочностных и пластических свойств монокристаллов никелида титана // Физ. мет. и металловед., 1996. Т.82, вып.1. С.148–158.
3. А.Е. Волков, М.Е. Евард, О.В. Бобелева Моделирование накопления дефектов и повреждаемости в процессе пластической деформации и при аккомодации мартенсита в сплавах с памятью формы // Материаловедение, 2006. № 12. С.2–5.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В МАТЕРИАЛАХ С ДИСЛОКАЦИЯМИ

Ерофеев В. И., Артамонова О. В., Ромашов В. П.*

Нижегородский филиал Института Машиноведения им. А.А. Благонравова РАН, г. Нижний Новгород
erf04@sinn.ru
**Lloyd's Register Emea, Aberdeen, UK*

Традиционное теоретическое описание закономерностей распространения акустической волны в твердом теле с дислокациями использует струнную модель Гранато–Люке [1], которая описывает поглощение энергии упругих колебаний за счет колебаний дислокационной линии в поле упругих напряжений внутри кристалла. Эта модель пренебрегает взаимодействием дислокаций с решеткой кристалла, а также взаимодействием дислокаций между собой.

Для учета таких взаимодействий в [2] предложена следующая математическая модель:

$$\rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} U_i = \frac{\partial}{\partial x_k} P_{ik}, \qquad A \frac{\partial^2}{\partial t^2} \xi_i + B \frac{\partial}{\partial t} \xi_i = f_i . \tag{1}$$

Здесь U – акустическое смещение, ξ – дислокационное смещение, A – масса дислокации, B – сила трения на единицу длины дислокации, P_{ik} – тензор напряжений, ρ – плотность материала, f – сила, действующая на дислокацию. Записывая свободную энергию кристалла F в виде функции переменных деформаций U_{ij} и дислокационного смещения ξ_i в виде:

$$F = \frac{1}{2}\lambda_{ijkl} U_{ij} U_{kl} + \frac{1}{2} c_{ik} \xi_i \xi_k + \frac{1}{2} \beta c_{ijkl} \left(b_i \xi_j + b_j \xi_i \right) U_{kl} \tag{2}$$

(где λ_{ijkl} – модули упругости, c_{ik} – модули «жесткости» дислокации, β_{ijkl} – тензор акустодислокационного взаимодействия, b_j – вектор Бюргерса) и используя равенства:

$$P_{ik} = \frac{\partial}{\partial U_{ik}} F , \qquad f_i = -\frac{\partial}{\partial \xi_i} F , \tag{3}$$

можно, с учетом выражения для свободной энергии кристалла F, вычислить правые части в уравнениях (1).

В рамках линейных уравнений (4) в [3, 4] проанализировано влияние плотности дислокаций на дисперсию фазовой скорости продольной акустической волны, величину и характер затухания Произведено сравнение полученных результатов с экспериментальными данными по изучению характеристик распространения упругих волн в образцах с изменяющейся плотностью дислокаций (в деформируемых и циклически нагружаемых образцах).

Учет нелинейности в законе Гука позволит описывать генерацию высших гармоник, прежде всего, генерацию второй гармоники.

Расстояние, на котором следует ожидать значительную перекачку энергии основной волны в энергию второй гармоники равно:

$$L_{нл} = \frac{2}{\theta \xi_0} = \frac{2\varepsilon (c^2 \omega^2 A \rho + \beta^2)}{\xi_0 (c^2 \alpha k^2 \omega^2 \rho A^2)} , \tag{4}$$

где c – скорость продольной волны в материале, а $\beta = \beta_{ijkl} \cdot b_j$ – коэффициент акустодислокационного взаимодействия, α – коэффициент нелинейности.

Проанализируем зависимость $L_{нл}$ от частоты ω, амплитуды дислокационного смещения ξ_0, массы дислокации A коэффициента акустодислокационного взаимодействия β, и коэффициента нелинейности α.

При больших значениях ω: $L_{нл} \sim 1/\omega^2$, при малых значениях ω: $L_{нл} \approx \dfrac{\beta^4}{c^4 \rho^2 A^4 \omega^8}$, т.е. $L_{нл} \sim 1/\omega^8$. При малых значениях A: $L_{нл} \sim 1/A^2$, при больших значениях A $L_{нл}$ от нее не зависит: $L_{нл} \sim \dfrac{c^2}{\xi_0 \omega^2} = const$. При малых значениях β характерное расстояние не зависит от коэффициента акустодислокационного взаимодействия: $L_{нл} \approx \dfrac{c^2}{\xi_0 \omega^2} = const$, при больших β: $L_{нл} \approx \dfrac{\beta^4}{c^4 \xi_0 \omega^8 \rho^2 A^2}$; $L_{нл} \sim \beta^4$. Кроме того, $L_{нл}$ обратно пропорционально α, т.е. $L_{нл} \sim 1/\alpha$.

Учтем далее нелинейность дислокационной подсистемы, т.е. массу дислокации будем рассматривать как сумму постоянной и пульсационной составляющих. При этом пульсационную составляющую будем считать пропорциональной квадрату дислокационного смещения ξ [2]:

$$A = A_0(1 + A_1 \xi^2). \qquad (5)$$

Учет такой нелинейности позволит описать модуляционную неустойчивость или самомодуляцию – формирование из квазигармонической волны отдельных волновых пакетов [5].

С помощью критерия Лайтхилла $\dfrac{\partial^2 \omega}{\partial k^2} \alpha < 0$ определяется условие наличия модуляционной неустойчивости, что, в рамках рассматриваемой задачи, эквивалентно следующему неравенству $\dfrac{\beta^2}{\rho A_0} < c^2 \omega^2$ для систем с положительной нелинейностью (A_1>0).

На спектральном языке эффект самомодуляции характеризуется усилением боковых компонент в спектре модулированной волны. В эти компоненты будет перекачиваться энергия из центральной части спектра возмущения.

Определим, как связаны высота (h) и ширина (Δ) волнового пакета, сформировавшегося в результате самомодуляции квазигармонической волны, с основными характеристиками дислокационной структуры – эффективной массой дислокации (A_0) и коэффициентом акустодислокационного взаимодействия β. Отождествляя высоту волнового пакета с удвоенной амплитудой $h = 2a_0$, а его ширину с половиной длины волны огибающей $\Delta = \dfrac{\Lambda}{2}$, получим следующие соотношения:

$$h \approx \frac{2V}{\omega\sqrt{3A_1 c}}\left(1 - \frac{3}{4}\frac{\beta^2}{\rho A_0 c^2 \omega^2}\right); \; \Delta \approx \frac{2\pi - 3\omega^3 \rho A_0}{V\beta^2} \quad . \qquad (6)$$

Таким образом, ширина волнового пакета Δ, увеличивающаяся пропорционально средней массе дислокации, уменьшается пропорционально $1/\beta^2$. Высота волнового пакета h пропорциональна $\left(1-\beta^2\right)$, а также $\left(1-\frac{1}{A_0}\right)$.

Рассмотрим предельные значения коэффициента акустодислокационного взаимодействия β. Если взаимодействие между дислокационным и акустическим полями слабо, т.е. $\beta \to 0$, то $\Delta \to \infty$, а $h \to const$ т.е. волновой пакет превращается в квазигармоническую волну. К аналогичному результату приводит и устремление к бесконечности эффективной массы дислокации ($A_0 \to 0$).

Для систем с отрицательной нелинейностью ($A_1 < 0$) модуляционная неустойчивость отсутствует.

Работа выполнялась при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (Гранты № 06-02-17158, 06-08-00520, 08-08-97058_поволжье).

Список литературы

1. Granato A., Lucke K. Theory of mechanical damping due to dislocation // J. Appl. Phys., 1956. Vol.27. № 6. P.583-593.
2. Бурлак Г.Н., Островский И.В. Гистерезисные акустические явления, связанные с дислокационной нелинейностью в кристаллах // Письма в ЖТФ. 1997. Т.23. №18. С.69-74.
3. Ерофеев В.И., Ромашов В.П. Влияние дислокаций на дисперсию и затухание ультразвука в твердом теле // Письма в ЖТФ. 2002.Т. 28. № 6.С.6-11.
4. Ерофеев В.И., Ромашов В.П. Влияние циклического нагружения и деформации материала на характеристики распространения в нем продольной акустической волны // Дефектоскопия. 2004.№ 1. С.59-64.
5. Ерофеев В.И. Самомодуляция акустической волны в твердом теле с дислокациями // Письма в ЖТФ. 2008. Т.34. № 4. С.32-36.

О ВЛИЯНИИ ПОВРЕЖДЕННОСТИ МАТЕРИАЛА НА ПАРАМЕТРЫ ПРОДОЛЬНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ

Ерофеев В. И., Никитина Е. А.

Нижегородский филиал Института машиноведения им. А.А. Благонравова РАН, г. Нижний Новгород
erf04@sinn.ru

Предложен подход, позволяющий сформулировать самосогласованную задачу, включающую в себя уравнения динамики материала и уравнения его поврежденности. Показано, что поврежденность материала привносит частотно-зависимое затухание и дисперсию фазовой скорости ультразвуковой акустической волны, что позволяет оценивать поврежденность акустическим методом. Приложенное поле деформаций, в свою очередь, приводит к накоплению поврежденности. Получено кинетическое уравнение, анализ которого показывает, что нарастание поврежденности имеет экспоненциальный характер. Произведена оценка параметров системы, при которых накопление повреждений можно считать линейным.

Обеспечение безопасности машиностроительных объектов решается в настоящее время с помощью проведения неразрушающих методов контроля. При этом акустический метод отмечается как наиболее перспективный. Точность замера параметров и дальнейшая интерпретация состояния конструкционного материала зависит от учета многочисленных повреждающих факторов, в частности, от эксплуатационных условий работы конструкции. Прочность и долговечность конструкции обусловлена прочностными параметрами материала в локальных наиболее нагруженных зонах. При этом в процессе эксплуатации происходят структурные изменения в металле, а скорость деградации материала зависит от эксплуатационных условий нагружения. Очевидно, что при диагностировании длительно эксплуатируемых конструкций структурные изменения материала приводят к существенному изменению показаний приборов по сравнению с тарировкой прибора на заводских образцах.

Целью настоящей работы является разработка методики расшифровки показаний акустических приборов с учетом поврежденности конструкционного материала.

Рассмотрим образец материала, выполненный в виде стержня, по которому может распространяться продольная акустическая волна. Обозначим через u (x, t) перемещение частиц срединной линии стержня. Считаем, что стержень подвергается статическим или циклическим испытаниям и в его материале может накапливаться поврежденность. Для описания меры поврежденности введем функцию $\psi(x,t)$.

Как правило, в механике деформируемого твердого тела задачи динамики рассматривают отдельно от задач накопления повреждений, что создает затруднения при разработке акустических методов диагностики. При разработке таких методов принято заранее постулировать, что скорость упругой волны является заданной (обычно, степенной) функцией поврежденности, а затем экспериментально определять коэффициенты пропорциональности. При несомненных достоинствах (простота) такой подход обладает целым рядом недостатков, как и любой подход, не опирающийся на математические модели процессов и систем.

Будем считать, что рассматриваемая задача является самосогласованной и включает в себя уравнение динамики стержня и уравнение его поврежденности:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - c_o^{\,2}\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \beta_1 \frac{\partial u}{\partial x},$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} + \alpha\psi = \beta_2 \frac{\partial u}{\partial x}, \qquad (1)$$

где $c_o = \sqrt{E/\rho}$ – скорость, с которой распространялась бы продольная упругая волна в материале стержня, если бы в нем не было бы повреждений; E – модуль Юнга; ρ – плотность материала; α, β_1, β_2 – константы, характеризующие поврежденность материала и связь циклических процессов и процессов накопления повреждений.

Отыскивая решение системы (1) в виде бегущих гармонических волн $u, \psi \approx e^{i(\omega t - kx)}$, где ω – круговая частота, $\kappa = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число (λ – длина волны), придем к дисперсионному уравнению:

$$\omega^2 - (C_0^2 + \frac{\beta_1\beta_2}{\alpha})K^2 + \frac{i}{\alpha}\omega^3 - \frac{iC_O^2}{\alpha}\omega K^2 = 0 \qquad (2)$$

Заметим, что уравнение (2),связывающее пространственные и временные масштабы продольной волны, содержит комплексные коэффициенты, откуда следует, что волна будет не только распространяться по стержню, но и затухать по мере распространения.

Представим волновое число в виде $K = K^1 + iK^{11}$, где K^1 – характеризует постоянную распространения ($\upsilon_\phi = \omega / K^1$-фазовая скорость волны), а K^{11}-характеризует затухание волны.

Решение алгебраического уравнения (2) позволяет определить обе составляющие волнового числа:

$$K^1 = \pm \sqrt{\frac{\alpha\omega^2 + \frac{C_0^2}{\alpha^2}\omega^4 \pm \sqrt{\alpha^2\omega^4 + \frac{C_0^4}{\alpha^4}\omega^8 + \frac{(\alpha^2 + C_0^4)}{\alpha^2}\omega^6}}{2(\alpha^2 + \frac{C_0^4}{\alpha^2}\omega^2)}} \qquad (3)$$

$$K^{11} = \pm \sqrt{\frac{\left(\frac{a - C_0^2}{\alpha}\right)\omega^3}{(\alpha\omega^2 + \frac{C_0^2}{\alpha^2}\omega^4) \pm \sqrt{\alpha^2\omega^4 + \frac{C_0^4}{\alpha^4}\omega^8 + \frac{(\alpha^2 + C_0^4)}{\alpha^2}\omega^6}}} \qquad (4)$$

Здесь принято обозначение $a = C_0^2 + \frac{\beta_1\beta_2}{\alpha}$.

Из (3),(4) видно, что наличие поврежденности приводит к дисперсии, т.е. зависимости фазовой скорости продольной волны от частоты $\upsilon_\phi = \upsilon_\phi(\omega)$ и частотнозависимому затуханию $K^{11} = K^{11}(\omega)$.

В низкочастотном диапазоне ($\omega \to 0$) скорость волны принимает значение $\upsilon_\phi(0) \approx \sqrt{C_0^2 + \frac{\beta_1\beta_2}{\alpha}}$.

Затухание волны при этом пропорционально квадрату частоты:

$$K^{11} \approx \frac{\beta_1\beta_2\omega^2}{\alpha^2\sqrt{C_0^2 + \frac{\beta_1\beta_2}{\alpha}}}.$$

В высокочастотном диапазоне ($\omega \to \infty$) фазовая скорость стремится к C_0: $\upsilon_\phi(\infty) \approx C_0$ и затухание волны пропорционально первой степени частоты:

$$K^{11} \approx \frac{\beta_1\beta_2\omega}{\alpha C_0}.$$

Система (1) может быть сведена к одному уравнению относительно функции ψ, характеризующей поврежденность:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} - (c_0^2 + \frac{\beta_1\beta_2}{\alpha})\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{1}{\alpha}\frac{\partial^3\psi}{\partial t^3} - \frac{C_0^2}{\alpha}\frac{\partial^3\psi}{\partial x^2\partial t} = 0 \qquad (5)$$

Уравнение (5) представляет собой кинетическое уравнение накопления повреждений. Его анализ показывает, что нарастание поврежденности имеет экспоненциальный характер. Показатель экспоненты определяется соотношением (4) и лишь при некоторых значениях параметров этот процесс можно аппроксимировать линейной функцией.

Работа выполнялась при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (Гранты № 06-02-17158, 06-08-00520, 08-08-97058_поволжье).

ЭКСПРЕСС-ДИАГНОСТИКА ХАРАКТЕРИСТИК ПРОЧНОСТИ И ПЛАСТИЧНОСТИ МАТЕРИАЛОВ МЕТОДОМ НЕПРЕРЫВНОГО ВДАВЛИВАНИЯ СФЕРИЧЕСКОГО ИНДЕНТОРА

Шабанов В. М.

Московский инженерно - физический институт (государственный университет), Москва, Россия
shaban@pochta.ru

В последнее десятилетие в области неразрушающего контроля и диагностики материалов все большее распространение получают методы локального контактного упругопластического деформирования для оперативного определения прочностных, пластических, структурных и других свойств материалов, позволяющие существенно сократить материальные и трудовые затраты на вырезку проб и изготовление образцов для испытаний на растяжение, а также на последующее восстановление мест вырезки проб в конструкциях, трубопроводах и т. д. Среди них наибольший интерес представляет метод испытания, основанный на автоматической регистрации процесса деформирования материала в виде трех диаграмм в координатах нагрузка P – время τ, перемещение t – время τ и нагрузка P – перемещение t при непрерывном вдавливании сферического индентора [1–3].

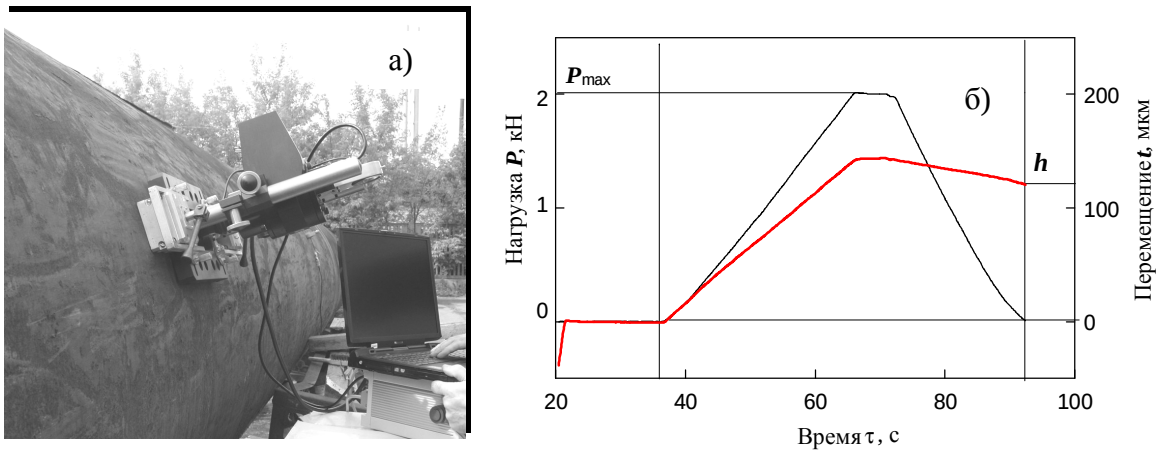


Рис. 1. *а*) Испытание металла трубопровода большого диаметра методом непрерывного вдавливания с использованием прибора ПИМ-ДВ-1. *б*) Параметры вдавливания, измеряемые прибором.

Особую значимость данный метод диагностики приобретает при исследовании возможности дальнейшей эксплуатации опасных производственных объектов, имеющих сварное исполнение. Как известно сварные швы являются наиболее вероятными местами возникновения разрушения и поэтому необходим периодический экспресс-контроль характеристик прочности, пластичности и других свойств в сварных швах и в основном металле.

Для широкого внедрения метода требуются простые, удобные и надежные при эксплуатации приборы, позволяющие регистрировать процесс контактного деформирования в виде диаграммы.

Из технических средств, работающих на этом принципе, следует отметить прибор ПИМ-ДВ-1 (разработчик и производитель научно-производственное предпри-

ятие "РобоТест", г. Москва), предназначенный для определения комплекса механических свойств и твердости.

Прибор состоит из испытательной головки, закрепленной на жесткой двухколонной раме, электронного блока и персонального компьютера. Для использования в полевых условиях он имеет автономное питание и снабжен специальной магнитной платформой, позволяющей крепить его к трубопроводу, конструкции и другим объектам (рис.1).

Прибор сертифицирован Госстандартом РФ и внесен в Государственный Реестр средств измерений под № 22099–01.

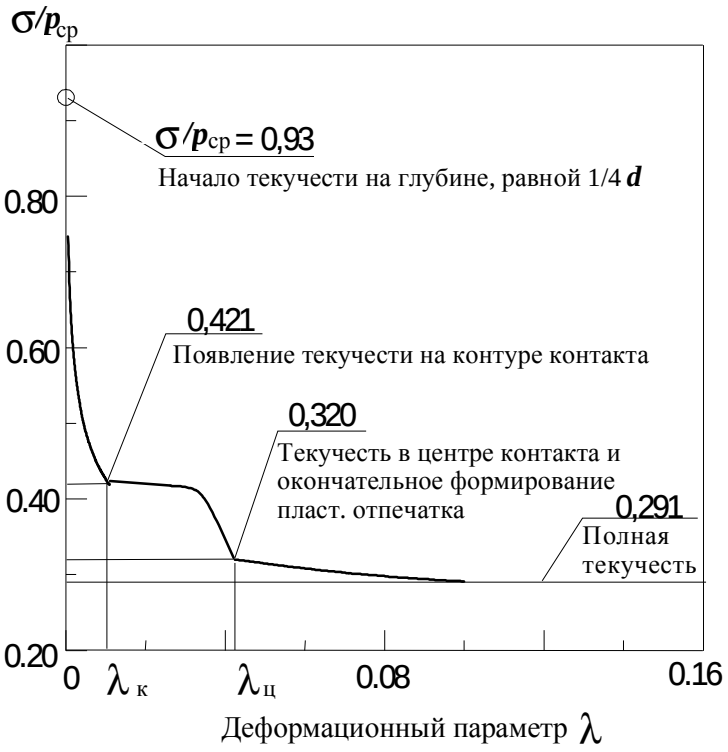


Рис. 2. Зависимость отношения напряжения текучести σ к среднему давлению $p_{ср}$ от деформационного параметра λ.

Физическим обоснованием рассматриваемого метода является существование общей зависимости (рис.2) между отношением напряжения текучести σ к среднему контактному давлению $p_{ср}$ и независимым деформационным параметром $\lambda = h^2/(W_o d)$, где W_o и h – соответственно, упругая и пластическая составляющие перемещения центра контактной площадки относительно исходной поверхности образца; d – диаметр контактной площадки. При этом под величиной σ понимается напряжение, определенное по кривой одноосного растяжения σ(ε) (σ и ε – истинные значения напряжения и пластической деформации) при ε, равным некоторой эффективной пластической деформации при вдавливании $\varepsilon_{вд} = \varepsilon_{вд}(\lambda)$.

Характерными точками на кривой этой зависимости являются точки с координатами $\lambda = \lambda_к \approx 0{,}011$ и $\sigma/p_{ср} = 0{,}421$, а также $\lambda = \lambda_ц \approx 0{,}042$ и $\sigma/p_{ср} = 0{,}320$, связанные с двумя критическими моментами развития начальной текучести в области контакта – появлением пластической деформации на контуре, а затем (после некоторого развития) в центре круговой площадки контакта. При $\lambda > 0{,}08$ отношение $\sigma/p_{ср}$ становится постоянным и равным 0,291 (область развитых пластических деформаций).

Формирование начального пластического отпечатка, которое происходит в интервале $\lambda_к < \lambda < \lambda_ц$, характеризуется наличием на кривой зависимости $\sigma/p_{ср}(\lambda)$ небольшой площадки, обусловленной процессом концентрации давления в центре контактной площадки по мере расширения зоны текучести.

Рассматривая механику упругопластического вдавливания в рамках теории упругости (с позиции сопротивления упругой составляющей деформации), связь между σ и $p_{ср}$ в интервале $\lambda_к < \lambda < \lambda_ц$ можно представить в виде следующей функции:

$$\sigma = 0,5\, k\,(1+\alpha)(1-2\mu)\; p_{ср}\,,$$

где μ – коэффициент Пуассона; α = (p_o/ $p_{ср}$ – 1) = α (λ) – параметр, характеризующий степень концентрации давления по площадке контакта в процессе нагружения (p_o – давление в центре контакта); k = k(λ) – переменный параметр, определяющий степень развития пластической деформации в области $\lambda_к < \lambda < \lambda_ц$. По мере расширения пластической зоны в направлении от контура к центру значение k уменьшается от $k(\lambda_к) \approx 4/3$ до $k(\lambda_ц) \approx 1$.

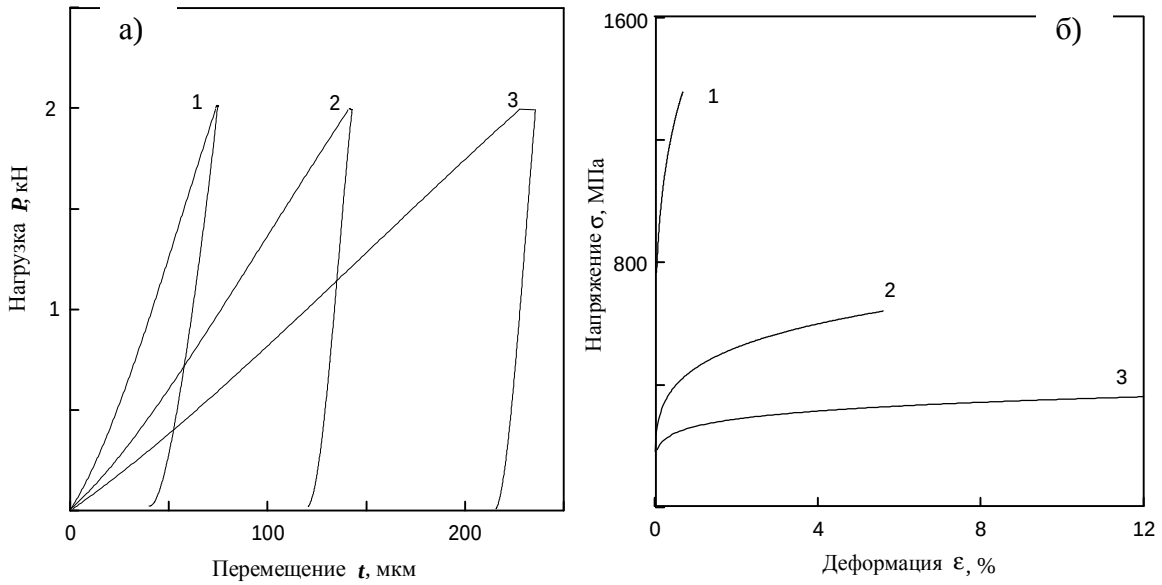


Рис. 3. Диаграммы вдавливания (*а*) и кривые упрочнения (*б*) для стали (1–3 – твердость НВ 4310, 1850, 974), полученные на приборе ПИМ-ДВ-1 вдавливанием вольфрам-карбидного шарика диаметром 2,5 мм.

Установленная закономерность легла в основу разработки методик определения по параметрам диаграммы непрерывного вдавливания $P - t$ пределов упругости и текучести, временного сопротивления, равномерной деформации, а также кривой упрочнения σ – ε в пределах равномерной деформации (рис. 3) [4, 5].

Список литературы

1. Haggag F. M., et al. / ASTM STP 1092, 1990, P. 188-208.
2. Булычев С. И., Алехин В. П. Испытание материалов непрерывным вдавливанием индентора. – М.: Машиностроение, 1990. – 224 с.
3. Шабанов В. М. / Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 1994. Т.60. № 7. С. 36 – 39.
4. Шабанов В. М. / Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2002. Т.68. № 9. С. 62 – 63.
5. Шабанов В. М. / Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2004. Т. 70. № 11. С. 45 – 48.

ЭЛЕКТРОННАЯ МИКРОСКОПИЯ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ ПРИ ОТЖИГЕ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ЛАЗЕРНЫХ КОНДЕНСАТОВ Ni

Багмут А. Г., Жучков В. А.

Национальный технический университет
“Харьковский политехнический институт”
bagmut@kpi.kharkov.ua

Введение

В настоящее время является дискуссионным вопрос о полиморфизме никеля. Его аналоги (Fe и Co) являются металлами полиморфными. Например, при комнатной температуре стабильной является α модификация кобальта с ГПУ решеткой [1], а выше 450˚С стабильна β модификация кобальта с решеткой ГЦК [2]. Для никеля наблюдается аналогичная ситуация. В [3] приводятся параметры гексагональной (ГПУ) решетки низкотемпературной α модификаци Ni (которая стабильна при температуре T ниже 380˚С). Параметры кубической β модификации Ni (решетка ГЦК) даны в [4].

В тонкопленочном состоянии (например, при термическом испарении Ni в вакууме) вероятность регистрации конденсата со структурой ГПУ возрастает. В [5] это положение трактуется как фазовый переход при уменьшении толщины пленки. Превращение обусловлено изменением свободной энергии при возрастании относительной доли поверхности. В [6] сделан вывод, что наблюдаемая в работе гексагональная фаза не может быть полиморфной модификацией, а соответствует Ni_3N и обусловлена взаимодействием Ni с остаточными газами испарительной камеры. Аморфные пленки при лазерном распылении Ni наблюдали в [7].

В последнее время резко возрос интерес к наночастицам Ni в связи с их магнитными, электрофизическими и каталитическими свойствами. Наноструктуры с ГПУ решеткой наблюдали при гетероэпитаксиальном росте Ni на (001) поверхности MgO [8]. С увеличением латерального размера островков выше ~ 5 нм (при толщине ~ 2,5 нм) происходила трансформация решетки ГПУ в “нормальную” ГЦК решетку по мартенситному механизму. Наночастицы Ni как с ГПУ, так и с ГЦК решетками получали методами сложных технологических циклов осаждения из растворов и термического разложения никелевых органо-металлических прекурсоров [9, 10]. Магнитные свойства наночастиц Ni с ГПУ и с ГЦК решетками соответствовали как парамагнитнным, так и ферромагнитным состояниям.

Цель данной работы состоит в следующем. 1. Провести электронно-микроскопическое исследование влияния температуры подложки T_S и давления кислорода в испарительной камере $P(O_2)$ на структуру и фазовый состав лазерных конденсатов никеля. 2. Изучить закономерности структурно-фазовых трансформаций и объемных изменений в пленках при отжиге.

Методика эксперимента

Пленки получали методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО) паро-плазменного потока на подложках при различных температурах T_S [11, 12]. Мишени из никеля высокой чистоты распыляли импульсами наносекундной длительности излучения лазера на АИГ: Nd^{3+} (длина волны 1,06 мкм) в режиме модулированной добротности. Частота следования импульсов ν = 25 Гц. Продукты лазерной эрозии конденсировали как на ориентирующих подложках (монокристаллы KCl, расколо-

тые по плоскостям спайности (001), и слюда), так и на нейтральных подложках из монокристаллов KCl, покрытых тонкой (прозрачной для электронного луча) пленкой из аморфного углерода.

Температуру подложки T_S варьировали в интервале 290–700 К. Первоначально испарительную камеру откачивали до давления $P \approx 10^{-5}$ торр, после чего с помощью системы напуска СНА–2 вводили кислород до требуемого давления. Распыление мишени Ni проводили в атмосфере кислорода при давлении $P(O_2) \sim 10^{-5}$–10^{-2} торр в проточном режиме. Для увеличения доли металлической компоненты в осаждаемом паро-плазменном потоке использовали метод лазерно-термического соосаждения [13]. В этом случае лазерную эрозионную плазму “подпитывали” паром никеля, испаряемого термически с помощью резистивного испарителя.

Пленки отделяли в дистиллированной воде и переносили на предметные сетки. Структурные превращения в пленках инициировали нагревом образца в колонне микроскопа, используя специализированную приставку для нагревания объекта.

Структурные исследования проводили методами электронографии и просвечивающей электронной микроскопии (ЭМ-100Л, ПЭМ-100-01) с использованием техники анализа объемных изменений при фазовых превращениях [14].

Результаты и их обсуждение

Установлено, что в зависимости от давления кислорода в испарительной камере P и от температуры подложки T_S в пленках формируются следующие структурные и фазовые состояния. 1. Аморфные пленки Ni. При прогреве происходит их кристаллизация с образованием кристаллической ГЦК решетки. 2. Пленки Ni с метастабильной ГПУ решеткой. При прогреве происходит полиморфное превращение, сопровождающееся увеличением плотности и образованием стабильной решетки ГЦК (рис. 1). 3. Пленки оксида NiO со структурой ГЦК (таблица).

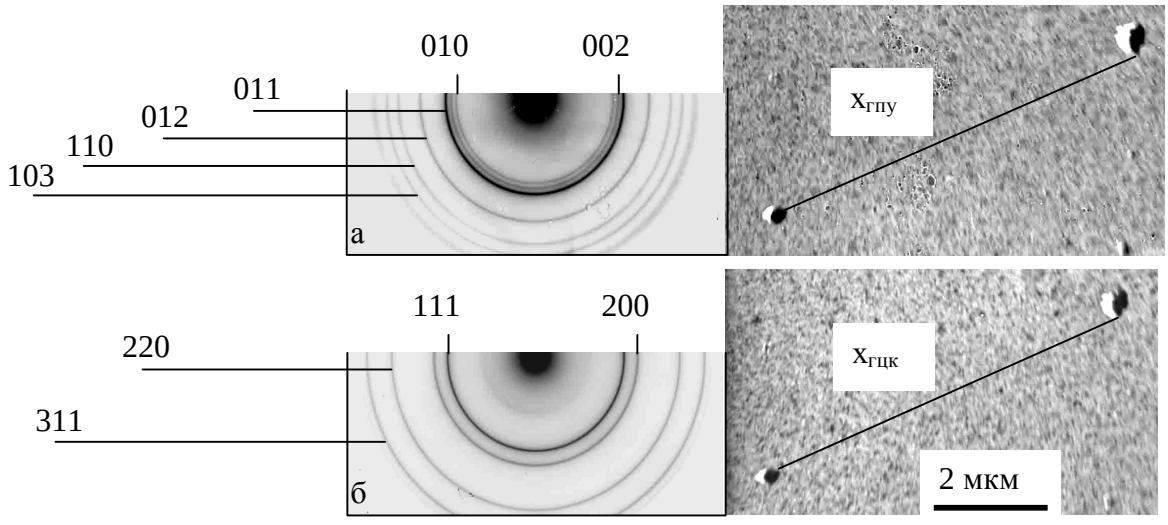


Рис. 1. Отжиг пленки Ni в колонне ПЭМ (с приставкой для нагрева образца) при температуре 710 К в течение 40 мин. а. Электронограмма и изображение пленки Ni в исходном состоянии (решетка ГПУ). б. Конечное состояние пленки Ni (решетка ГЦК). Контраст на электронограммах инвертирован.

Относительное изменение плотности никеля $\Delta\rho/\rho$ в результате фазового перехода ГПУ→ГЦК определяли, согласно [14], используя соотношение $(\rho_{гцк} - \rho_{гпу})/\rho_{гпу} = (x_{гпу}/x_{гцк})^3 - 1$. В этом соотношении $x_{гпу}$ и $x_{гцк}$ есть расстояние между теми же самыми метками в пленке со структурой ГПУ и ГЦК соответственно. Согласно рис. 1, плотность никеля возрастает ($\Delta\rho/\rho > 0$), что согласуется с данными таблиц JCPDS.

Таблица. **Структурно-фазовое состояние пленок, осажденных лазерным распылением Ni**

T(K) / *P*(Па)	290	350	420	520	660	700
$5\cdot10^{-3}$	Ам (Ni)	Пол (Ni-гпу)	Пол (Ni-гпу)	Текст (Ni-гпу)	Текст (Ni-гпу)	Эпит (Ni-гцк)
0,13	Пол (NiO-гцк)	Пол (NiO-гцк)	Пол (NiO-гцк)	-	-	-

Примечание. Ам – аморфные пленки. Пол – поликристаллические пленки. Текст – текстурированные пленки. Эпит – эпитаксиальные пленки в параллельной (001) ориентации.

Список литературы

1. International Centre for Diffraction Data - JCPDC, 1996, card N.15-0806.
2. International Centre for Diffraction Data - JCPDC, 1996, card N.05-0727.
3. International Centre for Diffraction Data - JCPDC, 1996, card N.45-10102.
4. International Centre for Diffraction Data - JCPDC, 1996, card N.04-0850.
5. Бублик А.И., Пинес Б.Я. ДАН СССР, 87, 2, 215 (1952).
6. Лобода В.Б., Проценко И.Е., Скоробогатько А.Ф. Получение и свойства тонких пленок, АН УССР, Киев (1977), 34 с.
7. Тарасенко С.Н. ФХОМ, 3. 76 (1989).
8. W. Tian, H.P. Sun, X.Q. Pan, J.H. Yu, M. Yeadon, C.B. Boothroyd, Y.P. Feng, R.A. Lukaszew, R. Clarke. Applied Physics Letters, 86, 13915-1 (2005).
9. Yoon Tae Jeon, Je Yong Moon, Gang Ho Lee, Jeunghee Park, Yongmin Chang. J. Phys. Chem., B 110, 3, 1187 (2006).
10. Yuanzhi Chen, Dong-Liang Peng, Dongxing Lin, Xiaohua Luo. Nanotechnolology, 18, 505703, 1 (2007).
11. Bagmut A.G. Functional Materials, 6, 2, 357 (1999).
12. Багмут А.Г., Григоров С.Н., Колосов В.Ю., Косевич В.М., Николайчук Г.П. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 10, 60 (2003).
13. Багмут А.Г., Белова С.В., Николайчук Г.П. Тез. докл. III Республ. научно-технической конференции по электронной микроскопии, АН МССР, Кишинев. (1986), 136 с.
14. Багмут А.Г., Косевич В.М., Николайчук Г.П., Бурлакова М.В., Сарана В.Д. Вопросы атомной науки и техники. Сер. вакуум, чистые материалы, сверхпроводники, 2(10), 85 (1999).

УРАВНЕНИЯ КИНЕТИКИ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ И МОДЕЛЬ ЦИКЛИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ ГЦК МЕТАЛЛОВ

Кобытев В. С., Черепанов Д. Н.
Томский государственный архитектурно-строительный университет, Томск,
d_n_ch@mail.ru

Пластическая деформация и разрушение твёрдых тел являются многофакторными процессами. Задача экспериментального выявления удельных вкладов ряда факторов в эти процессы не тривиальна.

Атомно-дислокационная формулировка концепции упрочнения и отдыха, включающая в рассмотрение дефекты кристаллического строения, предложенная М.А. Большаниной и развитая Л.Е. Поповым с сотрудниками [1], позволяет моделировать многие особенности пластического формоизменения твёрдых тел в присутствии внешних механических воздействий. Учёт динамического образования дислокационных структур [2]) и точечных дефектов [3] привёл к современной формулировке концепции, изложенной в работе [4].

Кривые циклического упрочнения или разупрочнения представляют собой зависимость напряжения, отвечающего вершине петли гистерезиса, от числа циклов или суммы пластических деформаций, равной произведению числа циклов на постоянную амплитуду деформации. Состояние насыщения при стабилизации петли гистерезиса и отвечающее ему напряжение насыщения, а также связанная с ним неупрочняющая пластическая деформация относятся к основным явлениям, которыми занимаются, используя гипотезы упрочнения или разупрочнения, связывая их с дислокационными структурами. Для ГЦК металлов отмечается параллельность между циклическим и статическим упрочнением, так что первой стадии упрочнения соответствует малые амплитуды напряжений, а второй – высокие [5].

Описание начальной стадии усталости должно исходить из механизма образования зародышевых микротрещин или пор (элементарного акта разрушения). Однако микротрещины и поры различаются лишь способом образования и могут превращаться друг в друга, поэтому экспериментально выявить механизм разрушения невозможно и, значит, необходимо математическое моделирование.

В работе [6] учтено, что деформационное порообразование может происходить вследствие эффекта Френкеля – коагуляции избыточных вакансий, которые перемещаются к месту коагуляции (например, к концентратору напряжений) с помощью диффузионного механизма [7]. Это характерно для ГЦК металлов в основном диапазоне температур испытания: $0{,}1T_{пл} \le T \le 0{,}5T_{пл}$ [24].

Обозначив ρ_+ и ρ_- плотности дислокаций, образующихся при сжатии и растяжении, соответственно, можно записать систему уравнений кинетики деформационных дефектов так же, как в работах [6, 8]. Тогда знакопеременная деформация описывается системой (1)–(8):

$$\frac{d\rho_+}{da} = s_+ K_{Gm}\sqrt{\rho_m} - \frac{1}{\langle h\rangle b}\sum_{k=i,1\upsilon,2\upsilon} w_m^k \frac{K_{km}}{b} c_k \rho_+ \sqrt{\rho_m}\,, \qquad (1)$$

$$\frac{d\rho_-}{da} = s_- K_{Gm}\sqrt{\rho_m} - \frac{1}{\langle h\rangle b}\sum_{k=i,1\upsilon,2\upsilon} w_m^k \frac{K_{km}}{b} c_k \rho_- \sqrt{\rho_m}\,, \qquad (2)$$

$$\frac{d\rho_d^{\upsilon}}{da} = K_{Gd}\sqrt{\rho_m} - w_d^i K_{i\rho}\rho_m c_i\,,\ \frac{d\rho_d^{i}}{da} = K_{Gd}\sqrt{\rho_m} - \frac{w_d^{\upsilon}}{\langle h\rangle b}\rho_d^i\left(K_{1\upsilon\rho}c_{1\upsilon} + K_{2\upsilon\rho}c_{2\upsilon}\right) \qquad (3)$$

$$\frac{dc_i}{da} = K_{Gi}\sqrt{\rho_m} - \frac{1}{b}\left((1-w_s)\,w_m^i\rho_m + w_d^i\rho_d^i\right)c_i^{dyn}, \tag{4}$$

$$\frac{dc_{1\upsilon}}{da} = K_{G1\upsilon}\sqrt{\rho_m} - \frac{1}{b}\left((1-w_s)\,w_m^{\upsilon}\rho_m + w_d^{\upsilon}\rho_d^{\upsilon}\right)c_{1\upsilon}^{dyn} - K_{\upsilon\upsilon}c_{1\upsilon}c_{1\upsilon}^{dyn} - K_{1\upsilon 2\upsilon}c_{1\upsilon}^{dyn}c_{2\upsilon} - K_{1\upsilon\rho}\frac{3}{\left(R_V\right)^2}w_V^{1\upsilon}c_{1\upsilon}^{dyn}c_V, \tag{5}$$

$$\frac{dc_{2\upsilon}}{da} = K_{G2\upsilon}\sqrt{\rho_m} - \frac{1}{b}\left((1-w_s)\,w_m^{\upsilon}\rho_m + w_d^{\upsilon}\rho_d^{\upsilon}\right)c_{2\upsilon} + K_{\upsilon\upsilon}c_{1\upsilon}c_{1\upsilon}^{dyn} - K_{1\upsilon 2\upsilon}c_{1\upsilon}^{dyn}c_{2\upsilon} - K_{2\upsilon\rho}\frac{3}{\left(R_V\right)^2}w_V^{2\upsilon}c_{2\upsilon}c_V, \tag{6}$$

$$\frac{dc_V}{da} = K_{1\upsilon 2\upsilon}c_{1\upsilon}c_{2\upsilon} + K_{1\upsilon\rho}\frac{3}{\left(R_V\right)^2}w_V^{1\upsilon}c_{1\upsilon}c_V + K_{2\upsilon\rho}\frac{3}{\left(R_V\right)^2}w_V^{2\upsilon}c_{2\upsilon}c_V, \tag{7}$$

$$\frac{dR_V}{da} = \frac{1}{b}\frac{1}{R_V}\frac{\left(D_{1\upsilon}^{(m)}c_{1\upsilon} + D_{2\upsilon}^{(m)}c_{2\upsilon}\right)}{1-\sqrt[3]{36\left(c_V/\pi\right)^2}}, \tag{8}$$

где c_V – объём пор в единице объёма, R_V – средний радиус пор.

Имеются два крайних случая. Во-первых, испущенные источниками в первом полуцикле дислокации могут быть прочно закреплены, а эти источники навсегда прекращают работу. В этом случае во втором полуцикле аннигиляция ранее сгенерированных дислокаций происходит обычным образом. Во-вторых, работавшие в первом полуцикле источники могут во втором полуцикле испускать дислокации противоположного знака, которые будут аннигилировать с испущенными в первом полуцикле дислокациями на границе зоны сдвига или же ранее испущенные дислокации будут сжиматься. Значит, можно рассматривать две модели с минимальной и максимальной аннигиляцией. Тогда в первом полуцикле в случае сжатия число s_+ равно 1, а в случае растяжения s_- – равно –1 или 0 (в зависимости от принятой модели). Во втором полуцикле в случае сжатия число s_+ равно –1 или 0, а s_- равно 1. В модели с максимальной аннигиляцией первые два уравнения можно свернуть в одно, так как $\left(s_+ + s_-\right)K_{Gm}\sqrt{\rho_m} = K_{Gm}\sqrt{\rho_m}$. Кривая упрочнения тогда будет совпадать с кривой упрочнения для одноосного растяжения.

Следует ожидать, что в действительности реализуется нечто среднее между этими двумя моделям, тогда во втором полуцикле аннигилирует некоторая доля:

$$w_a \approx \frac{C\left(da\right)}{da} \tag{9}$$

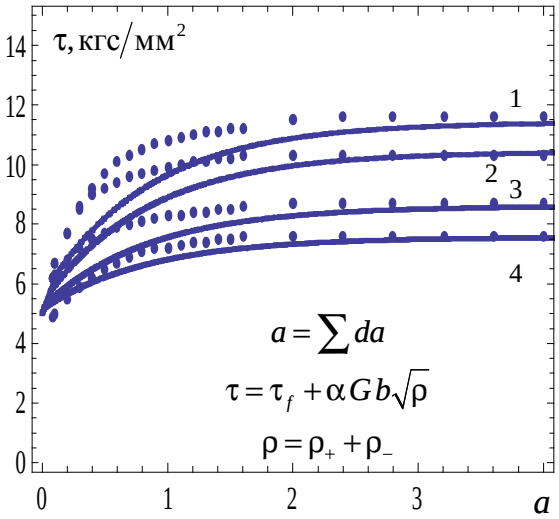
дислокаций, испущенных в течение первого полуцикла, которая в крайних случаях равна единице. Здесь: da – амплитуда сдвиговой деформации. При этом s_+ и s_- умножаются на w_a, что приводит к снижению генерации дислокаций.

Решая систему дифференциальных уравнений (1)–(8) с начальными условиями $\rho_{\pm}\left(0\right) = 0{,}5\rho_m\left(0\right)$, $\rho_d^{\upsilon}\left(0\right) = 0$, $\rho_d^i\left(0\right) = 0$, $c_k\left(0\right) = 0$, $c_V\left(0\right) = 0$, $R_V\left(0\right) = b$, получаем зависимости концентраций или плотностей дефектов, среднего радиуса пор, а также напряжения от деформации сдвига. В процессе вычислений значения величин, полу-

ченные на каждом полуцикле, становятся начальными условиями для системы дифференциальных уравнений, описывающий следующий полуцикл.

Учитывая, что вязкое разрушение происходит при высокой концентрации вакансионных комплексов $c_{1\upsilon} + c_{2\upsilon} + c_V \approx 0,01$ [9], можно получить кривую Велера.

На рис. 1 и 2 приведены результаты моделирования при $\rho_m(0) = 49 \cdot 10^6 \text{мм}^{-2}$.



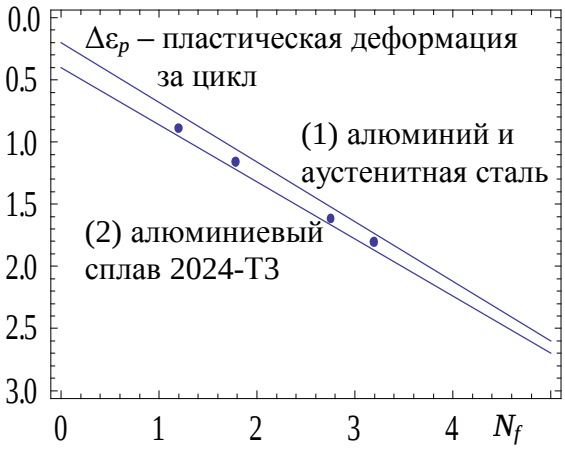


Рис. 1. Кривые упрочнения
····· - экспериментальные данные [5],
—— - результаты вычислений.
1 – da = 0,132, $C(da) = 0,03$;
2 – da = 0,068, $C(da) = 0,02$;
3 – da = 0,024, $C(da) = 0,01$;
4 – da = 0,0154, $C(da) = 0,0075$.

Рис 2. Зависимость числа циклов до разрушения N_f от Δe_p (кривая Велера) в логарифмических координатах для испытания на растяжение-сжатие.
Экспериментальные данные для меди лежат между сплошными линиями [5]. Точками отмечены данные вычислений.

Список литературы

1. Попов Л.Е., Кобытев В.С., Ковалевская Т.А. Концепция упрочнения и динамического возврата в теории пластической деформации.// Изв. вузов. Физика.- 1982, № 6, с. 56-82.
2. Попов Л.Е., Шалыгин И.И., Старенченко В.А. Динамические дислокационные структуры пластической деформации.// Деп. в ВИНИТИ № 6568-В86.- Томск: Томский гос. инженерно - строительный институт.- 1986, 20 с.
3. Попов Л.Е., Старенченко В.А., Шалыгин И.И. Интенсивность генерации точечных дефектов при пластической деформации.// ФММ.- 1990, вып. 6, № 3, с. 31-36.
4. Особенности структуры и свойства перспективных материалов / Под общ. Ред. А.И. Потекаева.- Томск: Изд-во НТЛ.- 2006, 392 с., стр. 190-192.
5. Коцаньда С. Усталостное разрушение металлов.- М.: Металлургиздат.- 1976, 456 с.
6. Черепанов Д.Н., Кобытев В.С. Барбакова Е.А. Кинетика точечных дефектов и деформационное порообразование.- Томск, 2008.- 40 с.: ил.- Библиогр.: 47 назв.- Рус.- Деп. в ВИНИТИ 12.02.06, № 116-В2008.
7. Пинес Б.Я., Гегузин Я.Е.// ЖТФ.- 1953, т. 23, № 9, с. 1559.
8. Черепанов Д.Н., Кобытев В.С. Барбакова Е.А. Уравнения дислокационной кинетики в математических моделях деформации скольжения. Краткий обзор, уточнение и дополнения.- Томск, 2008.- 47 с.: ил.- Библиогр.: 46 назв.- Рус.- Деп. в ВИНИТИ 12.02.06, № 117-В2008.
9. Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г. Эволюция микроскопических трещин и пор в нагруженных твёрдых телах.// ФТТ.- 2005, т. 47, вып. 5, с. 801-807.

СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫЙ СОСТАВ И ИЗНОСОСТОЙКОСТЬ ПОКРЫТИЙ НА ОСНОВЕ ХРОМА И ТИТАНА, ПОЛУЧЕННЫХ ВАКУУМНЫМ РЕАКТИВНЫМ ИОННО-ПЛАЗМЕННЫМ НАПЫЛЕНИЕМ

Хрущов М. М., Семенов А. П., Сорокко А. А.

Институт машиноведения им. А.А.Благонравова РАН
michel_x@mail.ru

Химически активные атмосферы достаточно давно и успешно применяются при поверхностном упрочнении конструкционных материалов. Для поверхностей триботехнического назначения широкое распространение получила вакуумная ионно-плазменная технология напыления защитных, упрочняющих и износостойких покрытий в среде активных газов, использующая различные методы плазменной стимуляции для получения высокоэнергетических потоков заряженных частиц (ионов и электронов), нейтральных атомов и кластеров [1]. Подобные покрытия могут отличаться существенной термодинамической неравновесностью. В частности, могут наблюдаться термодинамически неравновесные фазы и смеси фаз, не обладающие минимальной свободной энергией в обычных условиях. Возможно также образование фаз, отсутствующих на равновесной диаграмме состояния. Среди них могут быть как метастабильные, так и сильно неравновесные, в том числе, нанокристаллические и аморфные структуры. Их возникновение можно связать как с технологическими факторами (высокими скоростями охлаждения материала при его конденсации из паровой фазы или ионной бомбардировкой и вводимой ею неравновесностью), так и с некоторыми «чисто» металлофизическими параметрами, такими как особенности диаграммы состояния, разность электрохимических факторов или атомных размеров и т.д. При данной температуре соответствующие фазовые равновесия для химических реакций будут сдвинуты в область существенно более высоких давлений атмосферы активного газа по сравнению с «равновесным» газовым насыщением. Смещение условий равновесия может осуществляться, как за счет изменения границ существования фаз, так и за счет образования новых соединений. В работе [2] высказано предположение, что существует связь между условиями нанесения покрытия, составом активной атмосферы и величиной, на которую может смещаться фазовое равновесие при синтезе соединений. Попытка описать возможный характер подобной связи в предположении, что неравновесность связана, главным образом, с тепловыми условиями напыления и с наличием у напыляемого потока плазменной компоненты, была сделана в работе [3].

Рассмотрим влияние фазового состава покрытий и особенностей их микроструктуры на триботехнические свойства полученных реактивным напылением покрытий титана и хрома, исследованных ранее в работе [2].

Триботехнические свойства покрытий оценивали на воздухе при трении модельных образцов торцами (коэффициент взаимного перекрытия ~1) на машине МПК-1 [4]. Испытания покрытий без смазки в одноименных сочетаниях проводили при комнатной температуре в режиме непрерывного скольжения при удельном давлении, равном 0,36 МПа и скорости скольжения 3,1 м/мин при длительности испытаний 3 ч). В результате испытаний определяли средние значения коэффициента трения (f) и относительной интенсивности изнашивания (J), для определения которой в качестве эталона использовали данные для покрытий нитрида титана (J=1). Износ покрытий измеряли по глубине дорожки трения только на поверхности торца большей ширины с помощью профилографа-профилометра типа «Калибр». Данные по структуре покрытий и результаты их испытаний приведены в таблице.

Таблица. **Фазовый состав и триботехнические свойства реактивных электронно-плазменных покрытий хрома и титана, полученных напылением в активных атмосферах различного состава, при трении на воздухе в одноименном сочетании без смазки**

Состав атмосферы	Фазовый состав	$H_ц$, ГПа	Триботехнические свойства:		
			материал подложки	f	J
N_2	α-Ti + δ-TiN	9,6	Р18	0,30	1,00
C_2H_2	α-Ti + δ-TiC + [C] (*)	8,0	Р6М5	0,14	0,28
CO_2	α-TiO_2 + δ-TiC+ [C]	7,0	Р18	0,20	1,08
$N_2 + C_2H_2$	α -Ti + δ-Ti(C,N) + [C] (*)	7,3	Р6М5	0,17	0,28
$N_2 + CO_2$	α-Ti + α-TiO_2 + γ-TiO_2 + δ-TiN + [C]	9,2	Р6М5	0,28	0,85
N_2	Cr + δ-CrN	90	Р6М5	0,32	0,28
$C_2 H_2$	Cr + $Cr_7 C_3$ + [C]	100	Р6М5	0,32	0,76
CO_2	Cr + $Cr_2 O_3$ + [C](*)	115	Р6М5	0,27	0,12
$N_2 + C_2 H_2$	НК $Cr_{1,02} C_{0,98}$ $\xrightarrow{1073\ K,\ 2\ ч}$ Cr + $Cr_3 C_2$ + [C](*)	123	Р6М5	0,22	0,18
$N_2 + CO_2$	Cr + $Cr_3 C_2$ + $Cr_3 (C,N)_2$ + δ-CrN + + CrO + CrO_3+ [C]	82	Р6М5	0,33	0,26

Согласно данным наших рентгеноструктурных исследований [2], во всех изученных покрытиях наблюдали смесь из нескольких фаз на основе титана или хрома, соответственно. Кроме того, в покрытиях могли присутствовать выделения избыточного углерода, как в свободном виде, так и в виде графито- и/или алмазоподобных слоев, возникающих при разложении углеводородов в неравновесной плазме. Существование подобных выделений углерода при синтезе в углеродосодержащих газах подтверждается результатами металлографического исследования косых шлифов некоторых покрытий [2] и данными триботехнических испытаний покрытий на основе хрома [5] (см. также ниже). Так, темные выделения, имевшие небольшие толщину и твердость и, по-видимому, представлявшие собой включения свободного углерода, наблюдали в покрытиях, напыленных в атмосфере CO_2.

Объемная доля углерода в отдельных покрытиях может быть как сравнительно невелика (порядка единиц процентов), так и довольно значительной (до ~30 об. %). В последнем случае подобные включения являются значительно более крупными, а их объемная доля в покрытии выше, что положительным образом влияет на триботехнические свойства [5].

Для всех покрытий, где, по нашему мнению, возможно образование выделений углерода, это схематически показано символом [C] в таблице, где приведены данные триботехнических испытаний при сухом трении на воздухе покрытий, испытывавшихся в одноименном сочетании. Некоторые из исследованных покрытий обладают более высокими триботехническими свойствами, в частности, износостойкостью

(последние в таблице отмечены звездочкой), поэтому представляет интерес обсудить эти результаты в свете данных по структуре и фазовому составу покрытий.

Как следует из этих результатов, титановые покрытия сложного состава, полученные в среде ацетилена и смеси ацетилена и азота, имеют более высокие антифрикционные свойства в сравнении с покрытиями, синтезированными в азоте, углекислом газе или смеси последнего с азотом. В свете сказанного ранее о возможности образования при синтезе покрытий выделений избыточного углерода, это означает, что в покрытиях титана, синтезированных в активной атмосфере, содержащей в качестве одного из компонентов ацетилен, углерод присутствует в количестве, достаточном, чтобы обеспечить заметное смазочное действие и повышение триботехнических свойств при трении на воздухе. В то же время, в покрытиях титана, синтезированных в атмосферах, содержащих углекислый газ, выделения свободного углерода хотя и обнаружены, его явно недостаточно, чтобы обеспечить существенное улучшение их трибологических характеристик.

Аналогичным образом, хромовые покрытия сложного состава, полученные в среде углекислого газа, ацетилена и смеси ацетилена и азота также имеют более высокие антифрикционные свойства в сравнении с покрытиями нитридов титана и хрома, что, по-видимому, связано с наличием в них значительных количеств свободного углерода, обеспечивающего смазочное действие при трении на воздухе.

Таким образом, анализ полученных данных позволяет сделать выводы о возможных особенностях фазового состава покрытий и его влиянии на триботехнические свойства. В частности, более высокие антифрикционные свойства покрытий, полученных в среде ацетилена и смеси азота и ацетилена в сравнении с другими исследованными покрытиями связаны, по-видимому, с образованием в них свободного углерода в количестве, достаточном для эффективного обеспечения смазочного действия при трении на воздухе. В этой связи представляется перспективной разработка вакуумных ионно-плазменных технологий, обеспечивающих синтез покрытий триботехнического назначения, обладающих композитной структурой со значительной объемной долей включений избыточного углерода.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты №№ 05-08-33401-а; 05-08-33649-а; 05-08-49984-а).

Список литературы

1. Методы и средства упрочнения поверхностей деталей машин концентрированными потоками энергии./ Под ред. Гусенкова А.П. М.: Наука. 1992. 404 с.
2. Хрущов М.М., Семенов А.П., Сорокко А.А. Об особенностях фазового состава титановых и хромовых покрытий, получаемых реактивным напылением в среде активных газов. // Металлы. 2007. № 3. С.85-93.
3. Хрущов М.М. К оценке степени неравновесности структуры триботехнических покрытий, полученных вакуумным ионно-плазменным напылением. // Трение и износ. 2005. Т.26. № 5. С.502-506.
4. Григоров А.И., Семенов А.П. Обработка газовых подшипников с применением ионного распыления. М.: Наука,: 1976. 122 с.
5. Хрущов М.М., Семенов А.П. Фазовый состав и микроструктура электронно-плазменных триботехнических покрытий на основе хрома. // Научно-практическая конференция «Трибология-машиностроению», 21 сентября 2006 г., Москва. Сборник докладов (на CD). М.: ИМАШ РАН. 2006. Докл. IV/12. 9 с.

К ВОПРОСУ О СОЗДАНИИ ИНЖЕНЕРНЫХ МОДЕЛЕЙ НАКОПЛЕНИЯ ПОВРЕЖДЕНИЙ В УСЛОВИЯХ ВОЗДЕЙСТВИЯ АГРЕССИВНОЙ СРЕДЫ

Алымов В. Т., Шашурин Г. В., Хрущов М. М.

Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН
goshasuper1@rambler.ru

При создании перспективных образцов современной техники весьма актуальной представляется проблема предотвращения разрушения и продления периода безопасной эксплуатации высоконагруженных элементов конструкций. Такие задачи возникают, в частности, при эксплуатации кислород-водородных ракетных двигателей, где речь идет о предотвращении разрушения и оценке ресурса высоконагруженных элементов типа быстровращающихся турбинных дисков в условиях совместного воздействия высоких рабочих температур, пиковых значений напряжений и неблагоприятного влияния агрессивной среды, содержащей, в частности, водород.

Решение данных проблем в механике разрушения традиционно строится на разработке приближенных инженерных моделей расчета ресурса конструкционных элементов с учетом возможности использования таких оценок уже на стадии проектирования двигателей. В настоящей работе описывается возможная структура подобной модели, учитывающая наличие агрессивного воздействия внешней среды в процессе эксплуатации. Модель разрабатывали, имея в виду ее возможное использование для проведения вычислений технических рисков, возникающих при эксплуатации дисков ракетных двигателей из структурно-неоднородных гранулируемых никелевых сплавов.

Переходя к решению указанной задачи, рассмотрим гладкий цилиндрический образец гранулируемого никелевого сплава, нагруженный трапецеидальным циклом изменения напряжений и помещенный при повышенной температуре в среду, содержащую агрессивный компонент (водород). Количество циклов нагружения до разрушения образца в такой среде можно представить в виде:

$$N_f = N_f\left(\sigma_0, T_0, \tau_0, c_a\right), \qquad (1)$$

где σ_0, T_0 – наибольшие напряжение и температура в цикле нагружения, действующие в течение времени τ_0, c_a – концентрация агрессивного компонента в среде.

Для установления вида функции (1) может быть применен описанный ниже подход, основанный на использовании нелинейного правила суммирования повреждений от различных составляющих цикла нагружения.

Циклическое повреждение, вносимое одним циклом нагружения, может быть вычислено как

$$\vartheta_1 = N_*^{-1}\left(0,5\sigma_0\left(1+\Psi\right), T_0\right), \qquad (2)$$

где $N_*\left(0,5\sigma_0\left(1+\Psi\right), T_0\right)$ – количество циклов нагружения по кривой усталости до разрушения образца в условиях нагружения эквивалентным симметричным циклом напряжений с амплитудой $\sigma_a = 0,5\sigma_0\left(1+\Psi\right)$, Ψ – коэффициент чувствительности сплава к средним напряжениям цикла.

Длительное повреждение, вносимое за время нагружения τ_0, может быть оценено по кривой длительной прочности как

$$\vartheta_2 = \tau_0 \tau_*^{-1}(\sigma_0, T_0), \tag{3}$$

где $\tau_*(\sigma_0, T_0)$ – время по кривой длительной прочности до разрушения образца в условиях постоянного напряжения $\sigma = \sigma_0$.

Оценка повреждения, вносимого в материал образца в результате воздействия агрессивной среды, может быть получена по кривой изменения предела прочности сплава в результате действия среды, содержащей агрессивный компонент в концентрации c_a:

$$\vartheta_3 = \tau_0 t_*^{-1}(\sigma_0, T_0, c_a), \tag{4}$$

при этом $t_*(\sigma_0, T_0, c_a)$ – время уменьшения предела прочности материала со значения σ_B до значения σ_0 в процессе воздействия среды на материал образца.

Общая поврежденность образца ϑ_Σ по прошествии N циклов нагружения может быть найдена с использованием нелинейного правила суммирования повреждений:

$$\vartheta_\Sigma = \{N\vartheta_1\}^\alpha + \{N\vartheta_2\}^\beta + \{N\vartheta_3\}^\gamma, \tag{5}$$

с параметрами нелинейного суммирования α, β, γ. Считая, что в момент разрушения полная поврежденность материала образца равна 1, получаем уравнение для нахождения количества циклов N_f до разрушения образца в условиях длительного циклического нагружения в агрессивной среде:

$$\left\{\frac{N_f}{N_*(0,5\sigma_0(1+\Psi), T_0)}\right\}^\alpha + \left\{\frac{N_f \tau_0}{\tau_*(\sigma_0, T_0)}\right\}^\beta + \left\{\frac{N_f \tau_0}{t_*(\sigma_0, T_0, c_{H_2})}\right\}^\gamma = 1. \tag{6}$$

Таким образом, на основании гипотезы нелинейного суммирования повреждений получено соотношение для определения долговечности образца в зависимости от условий нагружения и воздействия агрессивной среды. В настоящее время критериальное соотношение (6) применяется авторами для разработки моделей роста трещин в ряде конструкционных сплавов, подверженных воздействию агрессивных водородсодержащих сред.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 05-08-33649а).

СОЗДАНИЕ МЕТОДИКИ ОЦЕНКИ ПОВРЕЖДЕННОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ С ПОМОЩЬЮ АКУСТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ, ОПРЕДЕЛЕНИЯ МИКРОПЛАСТИЧНОСТИ И МИКРОТВЕРДОСТИ

Мишакин В. В., Клюшников В. А., Кассина Н. В., Землякова Н. В.

Нф ИМАШ РАН, г. Нижний Новгород,
mishakin@sandy.ru

Применимость акустического метода для оценки степени разрушения материала во многом зависит от величины отношения объема поврежденного объема материала к общему объему, расположенного в зоне ультразвукового луча. Объем поврежденного материала зависит от схемы нагружения и от уровня напряжений. В области многоцикловой усталости микродеформации в начале процесса разрушения не охватывают весь объем сплава, поврежденность локализуется в “слабых” зонах [1]. Соотношение поврежденного объема материала к общему объему в этом случае недостаточно большое для регистрации разрушения на ранних стадиях с помощью упругих волн. Структурные преобразования в области многоцикловой усталости приводят к изменению акустических параметров на поздних стадиях разрушения [2], при достижении концентрации микродефектов, близкой к критической. Как правило, наиболее интенсивно локализация повреждений происходит на поверхности металла. Микропластические деформации при многоцикловой усталости хорошо регистрируются методом сеток, которые наносятся на поверхность исследуемого объекта [3]. В отличие от многоцикловой усталости, область малоцикловой усталости характеризуется большими пластическими деформациями, накоплением односторонней деформации (мягкий режим нагружения), интенсивным накоплением микроповреждений во всем объеме материала, изменением кристаллографической текстуры и акустических параметров [4].

Исходя из выше сказанного, для разработки способа оценки поврежденности, охватывающего область статического нагружения, малоцикловой и многоцикловой усталости, целесообразно использовать, кроме акустического метода, метод сеток.

1. Статическое нагружение и малоцикловая усталость

Наиболее интенсивно акустические параметры изменяются при пластическом деформировании сплавов. Это связано со значительным изменением дислокационной структуры, плотности вакансий, накопление микропор, микротрещин, изменение условий контакта жестких упрочняющих частиц с матрицей исследуемого материала, эффективных модулей упругости в локальных зонах из-за наличия микронапряжений и т. д. Формирование текстуры деформации приводит к анизотропии физических свойств, в том числе, и акустических.

При циклическом нагружении в области малоцикловой усталости интенсивность изменения параметра акустической анизотропии существенно ниже, чем при активном деформировании металлов [5]. Деформационная теория накопления повреждений [6], предполагает, что общая поврежденность материала складывается из поврежденности от циклического деформирования и статического разрушения. В предположении, что вклад от циклического деформирования и деформирования при статическом нагружении аддитивен, можно записать: $\psi \approx \psi_{СТ} + \psi_{ЦИКЛ}$, где $\psi_{ЦИКЛ} \approx N / N^{*}$; N – количество произведенных циклов нагружения, N^{*} –

предельное количество циклов нагружения до появления макротрещины, $0 \le \psi \le 1$. Ресурс определяется с помощью выражения $\mathrm{Re} = (N^* - N)/N^*$. Представим зависимость накопленной поврежденности от интенсивности изменения частотнозависимого затухания ΔK_φ и величины изменения параметра акустической анизотропии ΔA при статическом и циклическом нагружении в виде выражения: $\psi = k_1^\psi \left[(\Delta K_\varphi + k_2 \Delta K_\varphi^2) - k_3 (\Delta A + k_4 \Delta A^2) \right]$, где f – частота ультразвука, $K_\varphi = d\alpha(f)/df - d\alpha_0(f)/df$, $\alpha(f)$ – частотно-зависимое затухание, $\alpha_0(f)$ – частотно-зависимое затухание при $e = 0$, k_1^ψ, k_2, k_3 – коэффициенты. Связь изменения поврежденности при статическом и циклическом деформировании с изменением величины акустической анизотропии для материалов сталь 08пс и сталь 40 приведена на рис.1. Исследования проводились с помощью эхо-импульсного метода. Длительность импульсов составляла около 1мкс, основная частота сигналов 4,6 МГц.

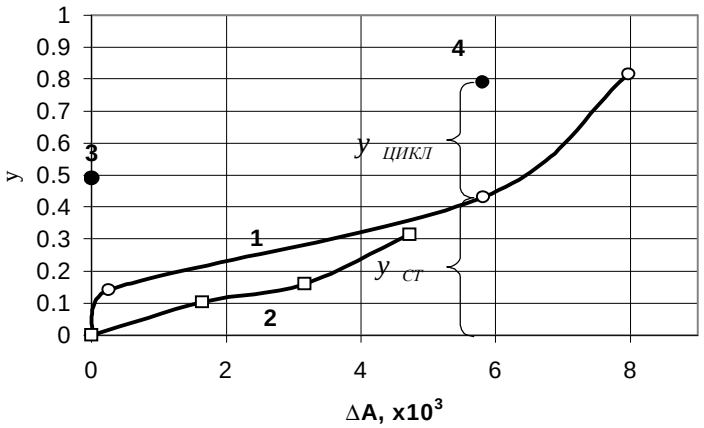


Рис.1. 1, 2 – статическое нагружение (сталь 40 (š) и 08пс (*)); 3 – циклическое нагружение (сталь 08пс), 4 – статическое и циклическое нагружение (сталь 40).

Линии 1 и 2 – статическое нагружение сталей 40 и 08пс. Точка 3 – циклическое нагружение стали 08пс без предварительного пластического деформирования, $\varepsilon = 0\,\%$. Точка 4 – циклическое нагружение стали 40 после предварительного пластического деформирования при одноосном растяжении ($\varepsilon = 10\%$). Наличие поврежденности, возникшей при циклическом нагружении, приводит к появлению точек выше линий 1 и 2. Это характеризуется различным воздействием циклического и статического нагружения на процесс формирования текстуры, накопления и распределения микродефектов. Поврежденность в результате циклического деформирования определяется разницей между общей поврежденностью и поврежденностью после предварительного пластического деформирования $\psi_{ЦИКЛ} = \psi - \psi_{СТ}$. Таким образом, алгоритм разделения циклической составляющей поврежденности от поврежденности при статическом нагружении заключается в определении зависимости $\psi(A)$ при статическом нагружении материала. По разнице между общей поврежденностью и поврежденностью, полученной в результате воздействия статических нагрузок, судят о величине поврежденности, полученной в результате циклического деформирования.

2. Многоцикловая усталость

В области многоцикловой усталости для описания процесса накопления усталостных повреждений используется теория случайных марковских процессов [7]. Плотность вероятности разрушения представляется в виде $f(T) = \dfrac{1 + aT}{2\sigma T \sqrt{2\pi T}} e^{-\frac{(1-aT)^2}{2\sigma^2 T}}$, где a (коэффициент сноса) и σ (коэффициент диффузии) – константы. Соотношения для оценки распределения долговечности прини-

мают вид $a = N_p^{-1}$, $\sigma^2 = D_p N_p^{-1} \xi_{cp}^{-2}$, где N_p – количество циклов (или время) до появления усталостной трещины (до разрушения); $x_{ср}$, $D_р$ – среднее значение и дисперсия пластических микродеформаций, соответствующих N_p. Зная предельное значение пластических микродеформаций $\xi_{ср}$, можно получить оценки параметров распределения усталостной долговечности, не доводя материал до разрушения. При условии стационарности процесса разрушения выражения для оценок параметров распределения имеют вид: $a = \xi_{cp}(N\xi_{кр})^{-1}$, $\sigma^2 = D(N\xi_{cp}\xi_{кр})^{-1}$, где $\xi_{ср}$, D – среднее значение и дисперсия пластических микродеформаций, соответствующих моменту N циклов наработки ($N < N_р$). $\xi_{кр}$ зависит от вида напряженного состояния материала (соотношения среднего напряжения σ_H к эквивалентному напряжению Мизеса σ_{eq}). $\xi_{кр}$ зависит также от статистических характеристик жестких упрочняющих частиц, состояния границ зерен, разориентировки отдельных кристаллитов, которые приводят к дисперсии микротвердости (H). Увеличение микротвердости для большого класса материалов, как правило, сопровождается уменьшением пластичности. Исходя из этого, можно записать $\xi_{кр} = f\left(\frac{\delta H}{\bar{H}}; \bar{H}; \frac{\sigma_{ii}}{\sigma_{ij}}\right)$, или, в линейном приближении $\xi_{кр} = \xi_0 + k_1^{\xi}\frac{\delta H}{\bar{H}} + k_2^{\xi}\bar{H} + k_3^{\xi}\frac{\sigma_H}{\sigma_{eq}}$, где k_1^{ξ}, k_2^{ξ}, k_3^{ξ} – коэффициенты, $\bar{H}$ – среднее значение микротвердости, $\delta H \big/ \bar{H}$ – вариация микротвердости. Измерение микропластических характеристик методом сеток и микротвердости позволит оценить поврежденность материала в области многоцикловой усталости. Состояние материала при образовании трещины до критического размера определяется акустическим методом.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 06-08-00520 и грант №06-02-17158).

Список литературы

1. Сегал В.М. Критерий разрушения пластичных металлов при немонотонном нагружении // Проблемы прочности. – 1985. – №3 – С. 3 – 7.
2. Безымянный Ю.Г., Васинюк И.М., Крук Б.З. Некоторые результаты контроля усталостной поврежденности образцов из сплава Д16Т при высоких частотах нагружения // Прочность материалов и элементов конструкций при звуковых и ультразвуковых частотах нагружения. Киев: Наукова думка, 1986. – С.269–275.
3. Гуревич М.И. Некоторые практические методы оценки усталостной долговечности конструкций. – Н.Новгород: Изд-во ННГУ, 1992. – 104 с.
4. Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. М.: Мир, 1972. – 308 с.
5. Мишакин В.В., Наумов М.Ю., Мишакин С. В., Кассина Н.В. Разработка акустического метода оценки поврежденности металлических сплавов до образования макротрещины // Дефектоскопия. – 2007. – №10. – С. 49–57.
6. Кононов К.М., Гецов Л.Б. Критерии разрушения материалов при циклическом нагружении // Проблемы прочности. – 1984. – № 2. – С. 81–85.
7. Стрельников В.П. Приложение теории марковских процессов к исследованию усталостной долговечности // Проблемы прочности. – 1986. – № 2. – С.13–17.

РЕКОНСТРУКЦИЯ 3-Х МЕРНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ИЗ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РЕНТГЕНОВСКИХ ПРОЕКЦИОННЫХ ДАННЫХ

Венгринович В. Л., Золотарев С. А., Решетовский И. И.

Институт прикладной физики, Минск, Беларусь,
veng@iaph.bas-net.by

Введение

Томографическая визуализация (ТВ) – это технология математической реконструкции свойств и изображений объектов контроля (ОК) по многосенсорным данным с помощью рентгеновских и различных других измерительных систем. В случае наличия ограниченных углов обзора и/или малого числа проекций задача становится сильно некорректной (смотри, например, [1,2]). Иногда удовлетворительной реконструкции можно добиться, применяя Байесовскую реконструкцию изображений с использованием приемлемой априорной информации, признанную наиболее эффективной для реконструкции изображений из неполных наборов данных [3,4]. Использование в качестве априорной информации статистических свойств восстанавливаемого изображения также является весьма полезным для бинарных изображений [5].

Традиционные средства измерения, незаменимые при оценке характеристик отдельных деталей и образцов простейшей формы, неприменимы при измерениях внутри сложных пространственно разветвленных деталей и сборных либо неразборных соединений. Такие задачи решаются с помощью промышленной рентгеновской томографии, способной без геометрических искажений и с высокой степенью точности бесконтактно измерить размеры вышеуказанных структурных элементов внутри изделий любой сложности. Основные ограничения информационных характеристик и областей применения современных промышленных томографов обусловлены несовершенством источников рентгеновского излучения: слишком низкой для машиностроительных задач величиной энергии, слишком большими размерами фокусных пятен и ничтожной удельной интенсивностью в пересчете на размеры фокусного пятна.

Поэтому, необходимо развивать новые направления исследований, направленные на создание концепции, теории, алгоритмов и соответствующего программного обеспечения для преодоления дефицита исходных данных в задачах неразрушающего контроля с помощью новых эффективных математических и алгоритмических средств.

Итерационная реконструкция турбинных лопаток

При традиционном томографическом контроле подобных объектов контроля из-за резкого изменения толщины в зависимости от направления просвечивания, общие требования к энергии излучения ориентируются на *худшие направления*, отказавшись от которых можно было бы достичь существенного улучшения, перейдя в область более низких энергий, где имеются минифокусные трубки. На рис. 1 показана современная охлаждаемая лопатка с простейшей внутренней структурой, изготовленная из никелевого сплава на заводе «Пермские моторы»; наихудшее направление в месте контроля – ширина пера порядка 35 мм; лучшее направление – поперек стенки с суммарной толщиной порядка 4 мм.

Рис. 1

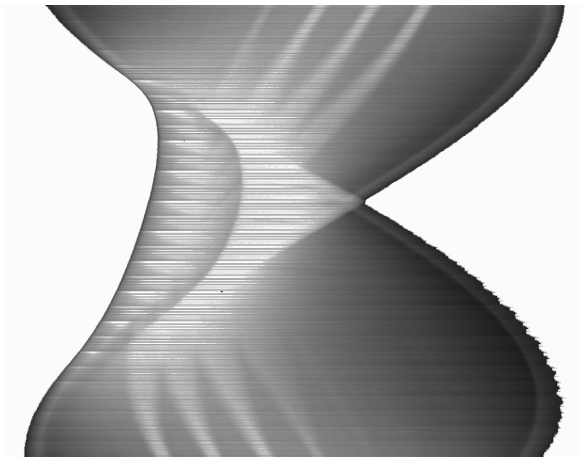


Рис. 2

На рис. 2 показаны обработанные линейные проекции одного из поперечных сечений данной лопатки, которые содержат 1024x480 16-разрядных значений. Интервал между 1024 значениями в каждой проекции равен 0,04 мм; угловой шаг между ракурсами равен 0,375 град. Рентгеновская съемка производилась при напряжении рентгеновской трубки – 125 кВ, причем, рассеянное излучение ослаблено удаленностью от детекторов и коллимацией. Всего здесь содержится 480 проекций. Проблема состоит в том, что для того, чтобы полностью просветить данный ОК во всех направлениях необходимо напряжение рентгеновской трубки 420 кВ. При таком напряжении поперечное сечение лопатки реконструируется с пространственным разрешением, достаточным для оценки необходимых технологических размеров и обнаружения дефектов сплошности и рыхлот, которые могут присутствовать в изделии. На рис. 3 приведена реконструкция лопатки традиционным методом для 420 кВ.

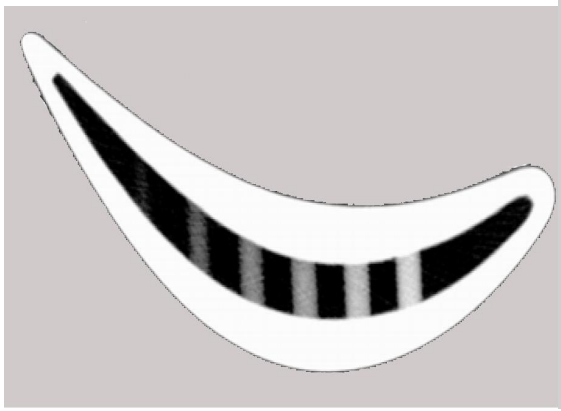


Рис. 3

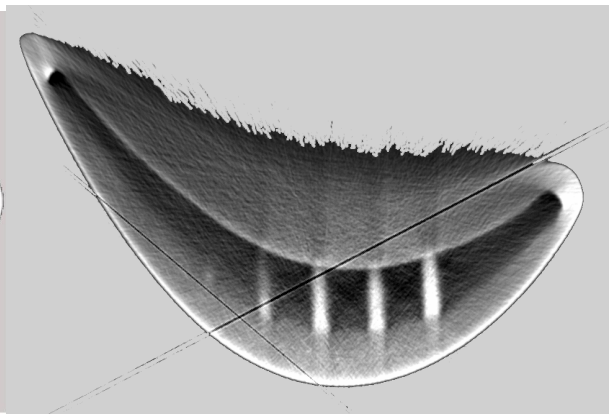


Рис. 4

Для напряжения рентгеновской трубки 125 кВ получается реконструкция, которая приведена на рис. 4. С целью улучшения последней реконструкции была произведена коррекция экспериментальных данных, учитывающая эффект «ужесточения лучей», характерный для просвечивания протяженных объектов полихроматическим рентгеновским излучением. Закон ужесточения рентгеновских лучей был определен по экспериментальным данным, полученным при просвечивании реальной лопатки известной конфигурации для напряжения рентгеновской трубки 125 кВ и модельным проекциям, полученным для CAD представления данной лопатки, совме-

щенного в пространстве с реальным изделием. На рис. 5 и 6 показаны результаты итерационной реконструкции по скорректированным проекционным данным после 16 и 20 итераций, соответственно.

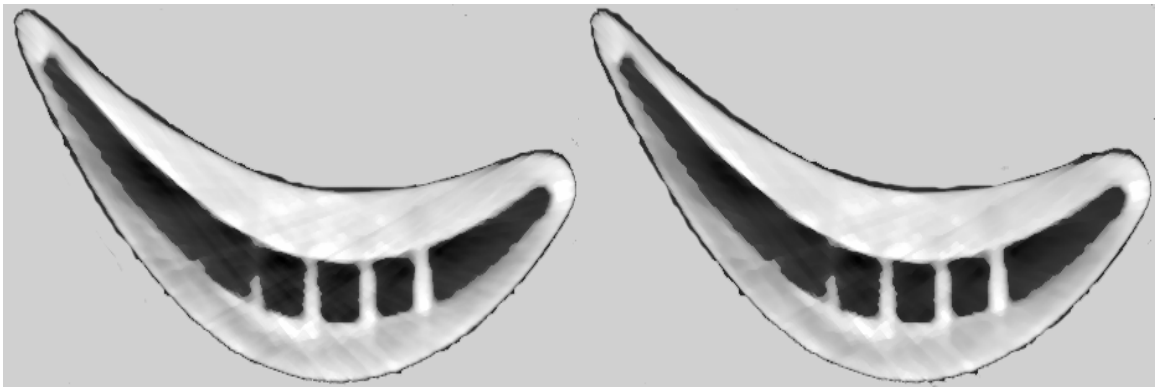


Рис. 5 **Рис. 6**

Таким образом, способ компенсации неполноты исходных данных на основе осуществления коррекции ужесточения рентгеновского излучения по имеющимся реальным проекциям и проекциям, полученным для известного CAD представления этого же объекта контроля, показал хорошую эффективность при использовании Байесовских реконструктивных алгоритмов.

Список литературы

1. Венгринович В.Л., Денкевич Ю.Б., Тиллак Г.-Р. и К. Ноккеман. Многоступенчатая 3-х мерная рентгеновская томография для ограниченного числа проекций и обзоров. Журнал США «Прогресс в количественном неразрушающем контроле», том 16, Нью - Йорк, 1997, с. 317-323.
2. Золотарев С.А., Венгринович В.Л. и Тиллак Г.-Р. Трехмерная реконструкция по минимальному числу проекций с внутриитерационным подавлением теневых артефактов. ТД и НК Киев, 1998 г., №2, с. 32.
3. V. Vengrinovich, Y. Denkevich, G.-R. Tillack and U.Ewert . Bayesian Restoration of Crack Images in Welds from Incomplete Noisy Data. Review of Progress in QNDE, ed. by D.O.Tompson and D.E.Chimenti, American Institute of Physics, Melville-N.Y., 2000. - v. 19A. - pp. 635-642.
4. Венгринович В.Л., Золотарев С.А. и Тиллак Г.-Р. Трехмерная реконструкция внутренней поверхности трубы для двусвязных объектов по ограниченному числу проекций. ТД и НК , Киев, 1998 г., №2, с. 8-11.
5. V. Vengrinovich, Y. Denkevich and G.-R. Tillack. Bayesian 3D x-ray reconstruction from incomplete noisy data. In book: Maximum Entropy and Bayesian Methods, ed. by W.von der Linden et. al.. Kluwer Academic Publishers, 1999. - pp. 73-83.

ВЕРОЯТНОСТНЫЙ ПОДХОД К ТЕХНИЧЕСКОМУ ДИАГНОСТИРОВАНИЮ КОНСТРУКЦИЙ

Венгринович В. Л., Дмитрович Д. В.

ГНУ «Институт прикладной физики НАН Беларуси», Минск,
veng@iaph.bas-net.by

Вероятностные методы технического диагностирования конструкций по текущему состоянию приобрели широкое распространение в авиационной технике (АТ) и других областях [1]. Совершенствование методов диагностики АТ за последние 70 лет привело к снижению аварийности в более, чем 50 раз. В то же время аварийность других технических систем продолжает возрастать. Используемые в АТ для определения текущего состояния методы неразрушающего контроля дают исходную информацию для выявления критических отклонений (КО). Сопоставляя КО и предельные состояния (ПС) в рамках принятой диагностической модели, оценивают вероятность возникновения особых состояний (ОС), к которым относят особые ситуации (ОС), аварийные ситуации (АС) и катастрофические ситуации (КС).

Здесь КО – отклонения свойств материала, геометрии, или дефекта сплошности, которые влияют на долговечность конструкции или безопасность эксплуатации. ПС – предельно допустимое состояние, при котором дальнейшее применение конструкции по назначению небезопасно, невозможно или нецелесообразно.

ПС определяется на уровне одной из возможных ситуаций: недопустимые трещина, течь, отклонение геометрии, деградация свойств, потеря устойчивости, и др. а также возникновение функциональных неисправностей в работе оборудования в связи с ОС или АС. Качественно зависимость вероятности обнаружения предельного состояния представлена на рис. 1.

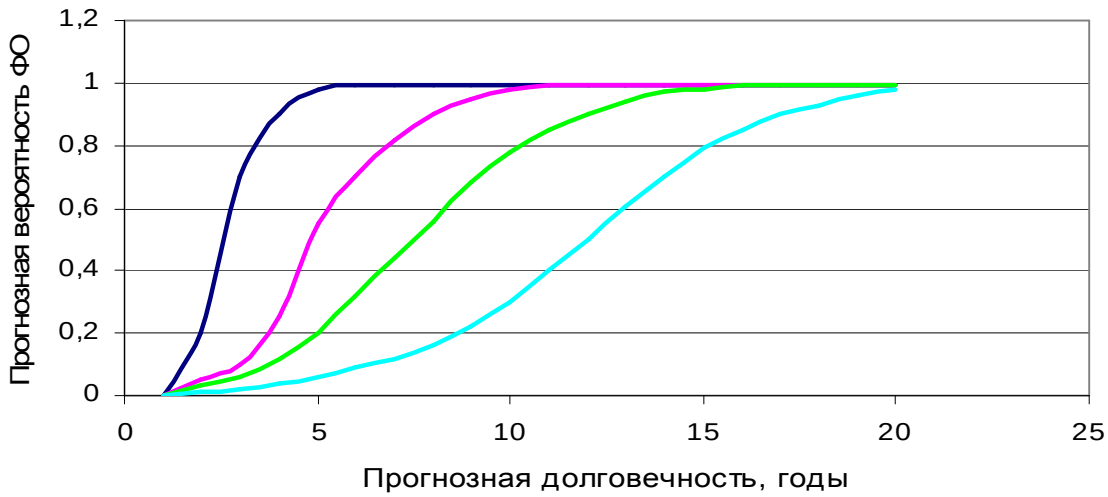


Рис. 1. Зависимость вероятности прогнозирования возникновения предельного состояния при различной полноте средств НК, используемых для прогнозирования.

Можно предложить формулы для предельной вероятности возникновения

$$\text{ОС: } Q_{OC} = \frac{10^{-5}}{\kappa_{OC} n_{OC}} \qquad Q_{AC} = \frac{10^{-6}}{\kappa_{AC} n_{AC}} \qquad Q_{KC} = \frac{10^{-7}}{\kappa_{KC} n_{KC}}, \tag{1}$$

где Q_{OC}, Q_{AC} и Q_{KC} – максимально допустимые вероятности (контрольные уровни) возникновения одного ПС, вызывающего, соответственно, ОС, АС или КС; n – соответствующее общее число ПС; $к$ – коэффициент запаса по числу ПС, вызывающих соответствующую нештатную ситуацию.

Дальнейшее обобщение задачи прогнозирования КО основано на представлении ее в виде математической задачи извлечения информации из неполных и зашумленных данных. По принципу оптимальной обработки информации наиболее общий подход к решению таких задач сводится к обращению экспериментальных данных с помощью теоремы Байеса об условной вероятности. Например, обращение данных для критических главных компонент напряжений выполняется с помощью следующего вариационного уравнения:

$$(\sigma_1, \sigma_2, T) = \inf\left\{\left\|O(\sigma_1, \sigma_2, T + \phi_i) + \eta - p^m(\phi_i)\right\|^2 + \alpha B(\sigma_1, \sigma_2, T) : (\sigma_1, \sigma_2) \in R^2\right\}, \quad (2)$$

где (σ_1, σ_2) – пара значений главных напряжений; T – пространственное положение главных напряжений в области измерения сигнала; ϕ – варьируемый параметр в процессе сбора экспериментальных данных, например, угол поворота датчика, или координата последнего; $O(\sigma_1, \sigma_2, T)$ – прямой оператор: расчетное, согласно выбранной модели, значение измеряемого сигнала от значений и положения главных напряжений; α – параметр регуляризации; η – аддитивная составляющая шума измерения; $B(\sigma_1, \sigma_2, T)$ – функционал, описывающий априорную информацию (АИ) о значениях, пространственном или угловом распределении значений главных напряжений; R – область определения значений главных компонент; $p^m(\phi)$ – измеренные экспериментально значения сигнала.

Уравнение (2) является квази-решением операторного уравнения типа

$$p^m(\phi_i) = O(\sigma_1, \sigma_2, T + \phi_i) + \eta. \quad (3)$$

Понятие «неполные и зашумленные данные» означает, что: а) матрица обращения $O(\sigma_1, \sigma_2, T + \phi_i)$ неизвестна или недоопределена, не может быть инвертирована и обратный оператор O^{-1} не известен; б) шум, вообще говоря, не известен и не аддитивен.

В работе показано использование уравнения (2) для восстановления главных напряжений при одноосном изгибе пластины по данным измерения параметров магнитного шума с помощью четырехполюсного преобразователя и системы вращающегося магнитного поля. Результат приведен на рис.2.

Рассмотрена задача восстановления функции угловой зависимости напряжений, $\sigma(\phi_i)$. Использованы данные измерений на образце, подвергнутом консольному изгибу до расчетной величины продольных напряжений 858 МПа (рис. 2*а*). Результат измерений сигнала магнитного шума (МШ) при вращении магнитного поля (угловая диаграмма, $УД_{858}$) показана на рис. 2*б*. На рис.2*а* показана $УД_0$ при нулевом изгибе (обеим УД соответствует круговая шкала 0–70 mV). На диаграмме приведена также круговая шкала напряжений -600÷+700 Мпа (наложенная диаграмма). Отклонение нулевой $УД_0$ от окружности обусловлено как угловой неоднородностью образца, так и угловой неравномерностью амплитуды поля возбуждения. Частично эта наследственность свойственна и $УД_{858}$. Анализ $УД_0$ и $УД_{858}$ в шкале напряжений позволяет оценить кажущиеся напряжения в образце, равные: $\sigma_1 = 320\text{МПа}$, $\sigma_2 = -60\text{МПа}$., что далеко от реальности. Это можно объяс-

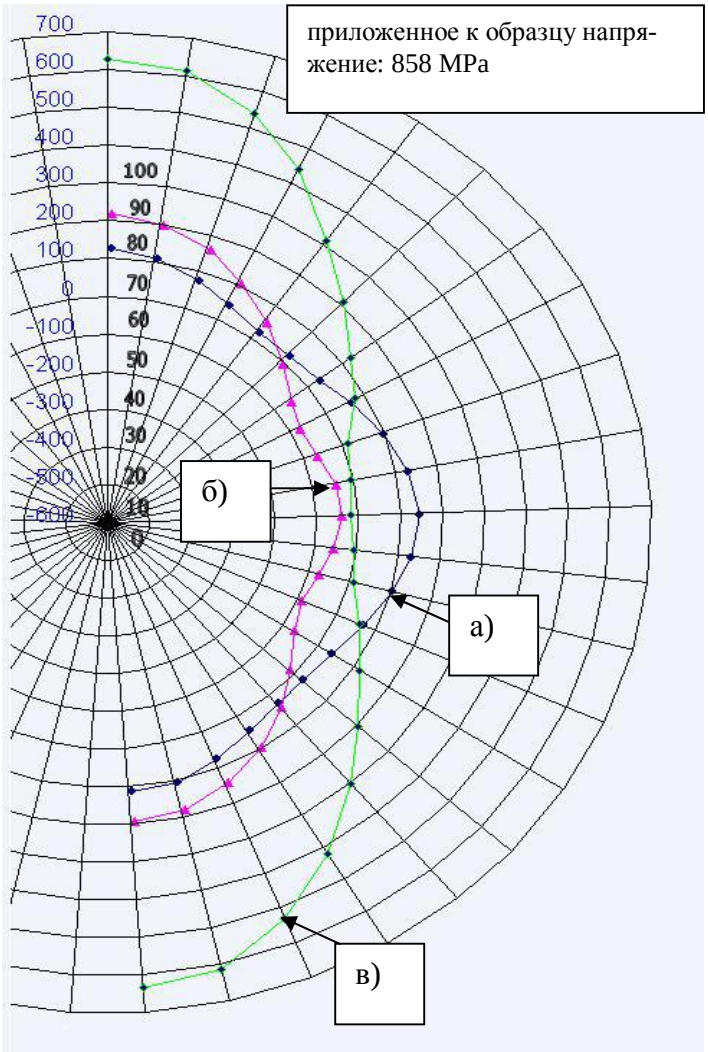


Рис.2. УД сигнала магнитного шума:
а) – при нулевых напряжениях изгиба;
б) – при напряжениях изгиба 858 Мпа.
в) – восстановленная с помощью уравнения (5) угловая зависимость напряжений на поверхности изогнутой пластины

нить тем, что МШ преобразователь имеет информативную глубину на данной частоте шума порядка 0,7–1,0 мм. Благодаря этому, наличию известной эпюры напряжений при изгибе, а также различному вкладу различных слоев в сигнал преобразователя, последний измеряет некоторое кажущееся значение.

Для восстановления истинной угловой зависимости напряжений, $\sigma(\phi_i)$, в соответствии с уравнением (2), использована априорная информация, устанавливающая инвариантность суммы нормальных напряжений по двум взаимно перпендикулярным направлениям. Принято α = 0,25. Результат восстановления показан на рис. 2*в*. Можно определить угловое распределение напряжений на поверхности образца. Согласно этому, истинные измеренные значения главных напряжений на поверхности составят: $\sigma_1 = 625\text{МПа}$ и $\sigma_2 = -12\text{МПа}$, что в большей степени соответствует истинным значениям поверхностных напряжений.

Список литературы

1. V.Vengrinovich and V.Tsukerman. New Potentialities for Stress Measurement by Magnetic Barkhausen Effect. Proc. Of the 8-th ECNDT, CD, Barselona, 2002

ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛЬНОГО НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ НА МИКРОМЕХАНИЗМ РАЗРУШЕНИЯ И СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ МАТЕРИАЛА В ПЛАСТИЧЕСКИХ ЗОНАХ

Клевцов Г. В., Клевцова Н. А., Фролова О. А.

Оренбургский государственных университет, г. Оренбург, Россия
klevtsov11948@mail.ru

Известно, что локальное напряженное состояние материала у вершины трещины определяет как механизм разрушения металлических материалов, так и количество, размер и форму образующихся пластических зон. Критериями оценки локального напряженного состояния материала у вершины трещины могут служить [1]: отношение максимальной глубины пластической зоны под поверхностью изломов к толщине образца (h_{max}/t) и отношение ширины рентгеновской дифракционной линии, полученной при съемке металла в пластических зонах, к ширине дифракционной линии при съемке эталона (β/β_0).

В качестве материалов с ОЦК решеткой использовали углеродистые стали: сталь 15, 20, 40, 45, Ст3 и легированную сталь 15Х2МФА; в качестве материалов с ГЦК решеткой – алюминиевый деформируемый сплав Д16, аустенитные стали Н32Т3, Н26Т3, Н26Х5Т3, 40Г18Ф, 40Х4Г18Ф, 03Х13АГ19, 07Х13Н4АГ20. Образцы различной толщины и конфигурации испытывали в интервале температур от –196 до 150 ^{0}С. Количество и глубину пластических зон под поверхностью изломов, а также структурные изменения материала в данных зонах определяли рентгеновским методом [1].

Разрушение материалов в условиях плоской деформации (ПД) сопровождается образованием у вершины трещины одной пластической зоны. При этом $h_{max}/t<10^{-2}$. 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 обусловливают низкий, по сравнению с вязким разрушением, уровень искаженности кристаллической структуры материала в пластической зоне [1]. 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 [1, 2]. 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.

Разрушение материалов в условиях плоского напряженного состояния (ПН) сопровождается образованием под поверхностью изломов двух пластических зон [1–3]: сильнодеформированной микрозоны h_{yh} и слабодеформированной макрозоны h_y. Из-за больших размеров пластических зон, прежде всего, макрозоны h_y отношение $h_{max}/t > 10^{-1}$. Большие пластические деформации предопределяют 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. При переходе в микрозону h_{yh} степень искаженности кристаллической структуры резко возрастает и на поверхности изломов достигает

максимального значения [1]. В условиях плоского напряженного состояния могут разрушаться материалы как с ОЦК, так и с ГЦК решеткой.

Когда разрушение материалов происходит в переходной области от ПД к ПН, глубина слабодеформированной макрозоны h_y под поверхностью изломов гораздо меньше, чем глубина макрозоны при плоском напряженном состоянии или даже соизмерима с глубиной сильнодеформированной микрозоны h_{yh}. Вследствие небольших размеров пластических зон [1, 2], не всегда представляется возможным чётко разграничить макро- и микрозону под поверхностью таких изломов. Из-за небольших размеров пластических зон, образующихся при разрушении материала в переходной от ПД к ПН области, отношение $10^{-2} < h_{max}/t < 10^{-1}$. 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.

При циклическом нагружении металлических материалов как с ОЦК, так и с ГЦК структурой, у вершины усталостной трещины образуются две пластической зоны [1–3]: монотонная зона (зона текучести), появляющаяся уже на первых стадиях нагружения, и циклическая зона (зона обратной пластической деформации). Соотношение размеров циклической и монотонной пластических зон определяется коэффициентом асимметрии цикла нагружения $R = \sigma_{min}/\sigma_{max}$ [1]. Поскольку с увеличением длины усталостной трещины коэффициенты интенсивности напряжения K_{max} и ΔK увеличиваются, возрастает и глубина как монотонной, так и циклической пластических зон под поверхностью изломов, а, следовательно, локальное напряженное состояние материала у вершины трещины изменяется в сторону плоского напряженного состояния [1, 2].

Рассмотрим влияние локального напряженного состояния на мартенситные превращения в пластических зонах у вершины трещины в аустенитных сталях.

При вязком разрушении Fe–Ni метастабильных аустенитных сталей в условиях ПН, например закаленной стали Н32Т3, количество α-мартенсита деформации слабо изменяется в пределах сильнодеформированной микрозоны h_{yh}, несмотря на изменение искаженности кристаллической структуры материала в данной зоне. При переходе в слабодеформированную макрозону h_y количество α-мартенсита резко уменьшается [2]. Такое распределение α-мартенсита по глубине излома в пределах микрозоны h_{yh} связано, по-видимому, со значительным локальным разогревом материала у вершины распространяющейся трещины при вязком разрушении стали, препятствующим γ→α превращению. После прохождения трещины поверхностные слои металла охлаждаются и в них возможно мартенситное превращение. Эти два конкурирующих процесса при вязком разрушении и определяют вышеуказанное распределение α-мартенсита в пределах сильнодеформированной микрозоны $h_{yh.}$

В пластических зонах закаленных Fe–Mn и Fe–Cr–Mn аустенитных сталей, например стали 03Х13АГ19, разрушившейся по смешанному механизму при температуре –196 ^{0}С, образуется как α-, так и ε-мартенсит [2]. Последний выступает, по-видимому, как охрупчивающая фаза. Поэтому при разрушении данных сталей не следует ожидать сильного локального разогрева материала, а само разрушение происходит в переходной области от ПН к ПД. В этом случае количество α-мартенсита непрерывно уменьшается от поверхности излома вглубь образца сообразно изменению искаженности кристаллической структуры. Максимальное количество ε-

мартенсита образуется не на поверхности излома, а на некоторой глубине от поверхности излома где деформация меньше, чем на поверхности излома.

При низкотемпературном ударном разрушении состаренных Fe–Ni по механизму межзеренного хрупкого разрушения в условиях плоской деформации (ПД) или близких к плоской деформации количество α-мартенсита непрерывно уменьшается от поверхности излома вглубь образца. При рентгенографировании поверхности таких изломов, полученных в условиях, близких к ПД, на рентгенограммах обнаружены двойные дифракционные максимумы линии (110) K_α α-фазы [2], соответствующие, по-видимому, двум видам мартенсита с различным периодом решетки. Можно предположить, что α-мартенсит с меньшим периодом решетки образовался в условиях ПД в момент прохождения трещины, а с большем периодом – в условиях ПН на свободных поверхностях изломов после прохождения трещины. Об этом свидетельствует тот факт, что после стравливания с поверхности излома слоя металла толщиной $4 \cdot 10^{-5}$ м дифракционный максимум, соответствующий мартенситу с большим периодом решетки, исчезает.

При циклическом нагружении аустенитных сталей закономерности распределения α- и ε-мартенсита в пластических зонах такие же, как и при однократных видах нагружения [2], хотя природа образования пластических зон при усталостном нагружении иная, чем при однократных видах нагружения. Так, под поверхностью усталостных изломов закаленных Fe–Mn и Fe–Cr–Mn аустенитных сталей количество α-мартенсита непрерывно уменьшается от поверхности излома вглубь образца, а максимальное количество ε-мартенсита обнаружено под поверхностью изломов, где деформация меньше, чем на поверхности. С увеличением длины усталостной трещины (с увеличением K_{max}) возрастает глубина пластических зон, и, следовательно, локальное напряженное состояние изменяется в сторону плоского напряженного состояния. Как следствие этого, наблюдается тенденция к снижению максимального количества ε-мартенсита под поверхностью излома.

На основании проведенных исследований можно заключить, что характер распределения мартенситных фаз в пластических зонах под поверхностью изломов не зависит от вида и скорости нагружения образцов из аустенитных сталей, однако связан с микромеханизмами разрушения и локальным напряженным состоянием материала у вершины трещины. Скорость однократных видов нагружения оказывает влияние лишь на интенсивность мартенситных превращений в пластических зонах. При циклическом нагружении образцов из аустенитной стали интенсивность мартенситных превращений на поверхности изломов выше, чем при однократных видах нагружения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 08-08-99122р_офи)

Список литературы

1. Клевцов Г. В. Пластические зоны и диагностика разрушения металлических материалов.- М., МИСИС, 1999.- 112 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.

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

Алехин В.П. 80, 83
Алиев М.А. 104
Алымов В.Т. 347
Андреев В.А. 316
Антонова О.В. 71, 77
Арсенкин А.М. 309
Артамонова О.В. 330
Астафурова Е.Г. 214, 215
Ахунова А.Х. 173

Багмут А.Г. 338
Бадиян Е.Е. 234
Баранец А.А. 325
Барахтин Б.К. 128, 130
Барахтина Н.Н. 128
Бахрачева Ю.С. 295, 298
Беляев С.П. 274, 277, 280, 283
Берендеев Н.Н. 113
Бессараб О.А. 218
Бетехтин В.И. 14, 17-19
Бобелева О.В. 57
Брюховецкий В.В. 125
Булычев С.И. 80
Бутенко П.Н. 14, 19
Бычков А.А. 119

Варкентин М.С. 19
Васильева Ю.В. 286
Венгринович В.Л. 352, 355
Вержаковская М.А. 140
Веттегрень В.И. 101
Вигдорович В.И. 69
Власова И.В. 298
Волков А.Е. 54, 57, 325, 327
Волков В.М. 196
Вьюненко Ю.Н. 145

Гальцев А.В. 24
Гаркушин Г.В. 246
Гервасьев М.А. 185
Гиляров В.Л. 14, 19
Гордиенко А.В. 179
Горкунов Э.С. 226
Горобей В.Н. 232
Грабко Д.З. 159
Григорьева Н.А. 153
Гринберг Б.А. 71, 74, 77
Громова Н.Б. 130
Грязнов А.С. 199

Дамаскинская Е.Е. 22
Данилов А.Н. 51
Даницэ З.Н. 159
Дмитрович Д.В. 355
Дмитрук М.И. 229
Дударев Е.Ф. 42
Дудник А.В. 179
Дудник Е.А. 45, 48

Евард М.Е. 327
Егорова Л.Ю. 27
Елкина О.А. 134
Ерофеев В.И. 330, 332
Ещенко Р.Н. 134

Жога Л.В. 229
Жучков В.А. 338

Захарова Г.Г. 215
Зголич М.В. 171
Зельдович В.И. 122
Землякова Н.В. 188, 349
Зетова Т.Р. 234
Зозуля Э.В. 147
Золотарев С.А. 352
Зубцов В.И. 211

Иванов А.М. 142
Иванов М.А. 74, 77
Иванчихина Г.Е. 246
Ильинский А.И. 147
Илюшин В.В. 272

Кадашевич Ю.И. 323
Кадомцев А.Г. 14, 17-19, 22
Казарина С.А. 162
Кайдалов В.Б. 175
Калмакова А.В. 80
Камышанченко Н.В. 24
Камышев А.В. 116
Канель Г.И. 246
Капранова А.И. 83
Капранова В.И. 80
Капустин А.Н. 58, 66
Кардашев Б.К. 89
Карпинский Д.Н. 119
Кассина Н.В. 349
Кашевич И.Ф. 260
Кашин О.А. 42
Кащенко М.П. 237
Кибец А.И. 179
Кибец Ю.И. 179
Кибиткин В.В. 263, 266, 269
Кикин П.Ю. 188, 189
Кириллов А.М. 64
Кириллов Р.А. 61

Клевцов Г.В. 358
Клевцова Н.А. 358
Климова К.В. 218
Клубович В.В. 316
Клюшников В.А. 349
Князев С.А. 232
Кобытев В.С. 341
Ковалевская Т.А. 153
Козлов Э.В. 30, 33
Колобов Ю.Р. 36, 42
Конева Н.А. 30, 33
Коноплева Р.Ф. 283
Коробов Ю.С. 185
Коротких Ю.Г. 175
Корсуков В.Е. 19, 232
Корсукова М.М. 14, 19
Кочергин И.В. 229
Красильников В.В. 36, 39
Кругликов Н.А. 77
Крушка Л. 179
Кудря А.В. 303, 306, 309
Кузнецова Р.И. 125
Куксенко В.С. 99-101
Кульков В.Г. 286, 289
Купрекова Е.И. 218
Куринная Р.И. 171
Кухарева А.С. 54
Куцев С.В. 80

Лашманов А.М. 193
Лашманова А.А. 193
Лебедев Е.И. 295
Лебедева Н.В. 130
Леонтьев Н.В. 92
Литовченко И.Ю. 101
Лобанов А.С. 64
Лысенко А.В. 254
Любимов А.К. 113
Ляхов С.А. 254
Ляшков А.И. 101

Макаров А.В. 27, 226
Макаров С.В. 202
Малашенко В.В. 182
МахмудовХ.Ф. 99
Мерсон Д.Л. 320
Мещеряков Д.Е. 320
Милюкина С.Н. 274
Миргородская Я.Ю. 159
Мирзаев Д.А. 221
Миронов А.А. 196
Митенков Ф.М. 175
Митропольская С.Ю. 223, 226
Мишакин В.В. 349
Мишустин И.В. 162
Мовчан А.А. 162, 165, 168
Мовчан И.А. 162, 168
Мордовин В.П. 80
Мушникова С.Ю. 130
Мышляев М.М. 70

Нагорных С.Н. 13
Напрюшкин А.А. 266, 269
Нгуен Т.Н.Н. 257
Неклюдов И.М. 24
Никитина Е.А. 332
Никитина Н.Е. 116
Нуриева С.К. 292

Обидов Б.А. 14, 19, 232
Огородников А.И. 226
Оковит В.С. 98
Орлова Т.С. 89
Осинская Ю.В. 137
Осинцева А.Л. 226
Осокин Е.П. 128

Павленков В.И. 13
Панов В.А. 175
Панькин Н.А. 249
Парфенов Д.В. 92
Пархоменко А.А. 39
Пахомов В.А. 175
Пацелов А.М. 77, 134
Пачин И.М. 205
Перевезенцев В.Н. 3, 6, 9, 12, 13
Пестриков В.М. 190
Петухов А.Н. 208
Пилюгин В.П. 134
Пирогов С.А. 110
Плешанов В.С. 263, 266, 269
Плотников В.А. 199, 202, 205
Плужникова Т.Н. 61, 64, 69
Пойда А.В. 125
Пойда В.П. 125
Покоев А.В. 137, 140
Поляков А.С. 289
Помыткин С.П. 323
Попова Л.А. 45
Потехин Б.А. 272
Прозорова М.С. 36
Прохоров А.И. 80, 83
Прохорский В.С. 66
Пупынин А.С. 3, 5
Пчелинцев А.И. 189

Разов А.И. 51
Разоренов С.В. 246
Ранчин М.В. 58
Реснина Н.Н. 274, 277, 280, 283

Решетовский И.И. 352
Романова А.А. 190
Ромашов В.П. 330
Рубаник В.В. 274, 313, 316
Рубаник В.В.мл. 313, 316
Рубаник О.Е. 316
Русин Е.Е. 189
Рустамова М.З. 100
Рыбин В.В. 71

Савицкий А.В. 101
Савотченко С.Е. 36, 39
Саврай Р.А. 27
Садырин А.И. 110
Салихов Т.Ш. 309
Сарасеко М.Н. 260
Сарафанов Г.Ф. 6, 9, 12
Свирина Ю.В. 3
Селезнев М.Н. 320
Семенов А.П. 344
Семенова Л.М. 298
Сильченко Л.Г. 168
Синица Н.В. 48
Скворцов А.И. 301
Скуднов В.А. 156
Смирнов Б.И. 89
Смирнов В.А. 116
Смоланов Н.В. 249
Соколовская Э.А. 309
Солодушкин А.И. 263, 266
Сорокко А.А. 344
Старенченко В.А. 171
Старостенков М.Д. 45, 48
Суворов П.В. 320
Сурсаева В.Г. 150
Сухова В.Г. 306
Счастливцев В.М. 27

Табатчикова Т.И. 27
Тант Зин Аунг 165
Терещенко Н.А. 221
Терлецкий А.С. 147
Тонкопряд А.Г. 234
Тришкина Л.И. 30, 33
Тюменцев А.Н. 101

Узинцев О.Е. 80
Урцев В.Н. 221

Фадин Ю.А. 101
Федоров В.А. 58, 61, 64, 66, 69
Филиппов М.А. 185
Фролова О.А. 358

Хаймович П.А. 95, 98
Харя Е.Е. 159
Хомская И.В. 122
Хоник В.А. 254, 257
Хоник С.В. 251, 257
Христолюбов А.С. 272
Хрущов М.М. 344, 347
Худорожкова Ю.В. 185

Чащина В.Г. 237, 240
Черепанов Д.Н. 341
Чернов И.П. 218
Чернышенко А.А. 232
Черняева Е.В. 320
Чертов В.М. 107
Четвертакова О.Ф. 249
Чуканов А.Н. 85, 243
Чуканова А.А. 243
Чумляков Ю.И. 214, 218

Шабанов В.М. 335
Шадурский А.В. 313
Шайбер Ф. 283
Шашурин Г.В. 347
Шевченко Н.В. 101
Шеляков А.В. 277, 283
Шеховцев О.В. 234
Шикимака О.А. 159
Шпейзман В.В. 229
Штеренберг А.М. 193
Шумяков В.И. 185
Шуринов Р.В. 234

Язвицкий М.Ю. 251, 254, 257
Яковлев А.В. 58, 66
Яковлева И.Л. 221
Яшин А.В. 48

---

de Arellano-Lopez A.R. 89
Geng L. 51
Hockauf M. 246
Martinez-Fernandez J. 89
Meyer L. 246
Saxl I. 18
Sklenicka V. 18
Ye M. 51
Zhang J. 51

СОДЕРЖАНИЕ

Перевезенцев В.Н., Пупынин А.С. (Н.Новгород) ТЕОРИЯ ДИФФУЗИИ В НЕРАВНОВЕСНЫХ ГРАНИЦАХ ЗЕРЕН	3
Перевезенцев В.Н., Пупынин А.С., Свирина Ю.В. (Н.Новгород) ВЛИЯНИЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА ДИФФУЗИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕЖЗЕРЕННЫХ ГРАНИЦ	3-4
Перевезенцев В.Н., Пупынин А.С. (Н.Новгород) МОДЕЛЬ АНОМАЛЬНОГО РОСТА ЗЕРЕН ПРИ ОТЖИГЕ КВАЗИОДНОФАЗНЫХ СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДАМИ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ	5
Сарафанов Г.Ф., Перевезенцев В.Н. (Н.Новгород) КИНЕТИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ОПИСАНИЮ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ ОБОРВАННЫХ ДИСЛОКАЦИОННЫХ ГРАНИЦ ПРИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ МАТЕРИАЛА	6-8
Перевезенцев В.Н., Сарафанов Г.Ф. (Н.Новгород) КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ АНСАМБЛЯ ДИСЛОКАЦИЙ В УПРУГОМ ПОЛЕ МЕЗОДЕФЕКТОВ	9-11
Сарафанов Г.Ф., Перевезенцев В.Н. (Н.Новгород) ЗАРОЖДЕНИЕ МИКРОТРЕЩИНЫ В УПРУГОМ ПОЛЕ ДИСКЛИНАЦИИ, ЭКРАНИРОВАННОМ РАСПРЕДЕЛЕННЫМ ДИСЛОКАЦИОННЫМ ЗАРЯДОМ	12-13
Нагорных С.Н., Павленков В.И., Перевезенцев В. Н. (Н.Новгород, Арзамас) РОЛЬ ДЕФЕКТОВ В СТИМУЛИРОВАННОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ С ОКИСЛЕННЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ МЕТАЛЛОВ	13-14
Бетехтин В.И., Бутенко П.Н., Гиляров В.Л., Кадомцев А.Г., Корсукова М.М., Обидов Б.А. (Санкт-Петербург) КРИТИЧЕСКИЕ СОБЫТИЯ В ИЗМЕНЕНИИ РЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ АМОРФНОГО СПЛАВА КАК ПРЕДВЕСТНИКИ ЕГО РАЗРУШЕНИЯ	14-16
Кадомцев А.Г., Бетехтин В.И. (Санкт-Петербург) ПОРИСТОСТЬ, МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ЗАКОНОМЕРНОСТИ МИКРОРАЗРУШЕНИЯ КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ.	17
Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г., Sklenicka V., Saxl I. (Санкт-Петербург, Брно/Чехия, Прага/ Чехия) ДЕФЕКТНАЯ СТРУКТУРА И ДОЛГОВЕЧНОСТЬ УЛЬТРАКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ АЛЮМИНИЯ И СПЛАВОВ НА ЕГО ОСНОВЕ.	18-19
Бетехтин В.И., Бутенко П.Н., Гиляров В.Л., Варкентин М.С., Кадомцев А.Г., Корсуков В.Е., Корсукова М.М., Обидов Б.А. (Санкт-Петербург) ТОПОЛОГИЯ ПОВЕРХНОСТИ РАЗРЫВА АМОРФНОГО СПЛАВА	19-22
Дамаскинская Е.Е., Кадомцев А.Г. (Санкт-Петербург) ВЛИЯНИЕ ВОДЫ НА МЕХАНИЗМ РАЗРУШЕНИЯ ГРАНИТНЫХ ОБРАЗЦОВ.	22-23
Камышанченко Н.В., Гальцев А.В. , Неклюдов И.М. (Белгород, Харьков/Украина) ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНОГО СОСТОЯНИЯ НИКЕЛЯ ВЫСОКОЙ ЧИСТОТЫ НА РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ.	24-26
Макаров А.В., Саврай Р.А., Табатчикова Т.И., Счастливцев В.М., Егорова Л.Ю. (Екатеринбург) СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ ПЕРЛИТА РАЗЛИЧНОЙ МОРФОЛОГИИ ПРИ ЦИКЛИЧЕСКОМ РАСТЯЖЕНИИ	27-30

Конева Н.А., Тришкина Л.И., Козлов Э.В. (Томск) ОСНОВНЫЕ ФАКТОРЫ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ СТАДИЙНОСТЬ ДЕФОРМАЦИИ И ВЕЛИЧИНУ КОЭФФИЦИЕНТА ДЕФОРМАЦИОННОГО УПРОЧНЕНИЯ.	30-32
Козлов Э.В., Конева Н.А., Тришкина Л.И. (Томск) ГЕОМЕТРИЧЕСКИ НЕОБХОДИМЫЕ ДИСЛОКАЦИИ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РАЗМЕРАХ ЗЕРЕН.	33-35
Колобов Ю.Р., Красильников В.В., Савотченко С.Е., Прозорова М.С (Белгород) ВЛИЯНИЕ ДОЗОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ДИФФУЗИИ НА ЭВОЛЮЦИЮ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В ОБЛУЧЕННЫХ МАТЕРИАЛАХ	36-38
Красильников В.В., Савотченко С.Е., Пархоменко А.А. (Белгород, Харьков/Украина) К ВОПРОСУ МОДЕЛИРОВАНИЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПРЕДЕЛА ТЕКУЧЕСТИ ОБЛУЧЕННЫХ МАТЕРИАЛОВ	39-41
Кашин О.А. , Дударев Е.Ф., Колобов Ю.Р.(Томск, Белгород) ПРОГНОЗ ДОЛГОВЕЧНОСТИ УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТЫХ ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ ПРИ ЦИКЛИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ И ПОЛЗУЧЕСТИ ПО ДИАГРАММАМ КВАЗИСТАТИЧЕСКОГО НАГРУЖЕНИЯ В ОБЛАСТИ МИКРОПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ	42-44
Попова Л.А., Дудник Е.А., Старостенков М.Д. (Рубцовск, Барнаул) ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОАКТИВИРУЕМОЙ СТРУКТУРНОЙ ТРАНСФОРМАЦИИ БИНАРНОГО СПЛАВА CuAu	45-47
Старостенков М. Д. , Яшин А. В., Дудник Е. А., Синица Н. В. (Барнаул, Рубцовск) ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В БИНАРНОМ СПЛАВЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ДЕФОРМАЦИИ РАСТЯЖЕНИИ	48-50
Данилов А.Н., Разов А.И., Zhang J., Geng L., Ye M. (Санкт-Петербург, Харбин/Китай) ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ НА ПОВЕРХНОСТИ ПАЯНЫХ СОЕДИНЕНИЙ СТАЛЬ-КЕРАМИКА	51-53
Волков А.Е., Кухарева А.С. (Санкт-Петербург) МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ ТРУБ ТОНКОСТЕННЫМИ И ТОЛСТОСТЕННЫМИ МУФТАМИ ИЗ НИКЕЛИДА ТИТАНА	54-56
Бобелева О.В., Волков А.Е. (Санкт-Петербург) ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ НАКОПЛЕНИЯ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ И РАЗРУШЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ С ИЗОТРОПНЫМ И ТРАНСЛЯЦИОННЫМ УПРОЧНЕНИЕМ	57-58
Капустин А.Н., Яковлев А.В., Федоров В.А., Ранчин М.В. (Тамбов) ДЕФОРМАЦИОННОЕ РЕЛЬЕФООБРАЗОВАНИЕ НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СТЕКЛА	58-60
Федоров В.А., Плужникова Т.Н., Кириллов Р.А. (Тамбов) ВЛИЯНИЕ УФ ИЗЛУЧЕНИЯ НА РЕЛАКСАЦИОННЫЙ РОСТ УПРУГОГО ДВОЙНИКА В ИСЛАНДСКОМ ШПАТЕ	61-63
Федоров В.А., Кириллов А.М., Плужникова Т.Н., Лобанов А.С. (Тамбов) ВЛИЯНИЕ НА ДВОЙНИКОВАНИЕ РАЗМЕРА ЗЕРНА ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ОЦК СПЛАВА Fe–Si ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ И СКОРОСТЯХ ДЕФОРМИРОВАНИЯ	64-65
Федоров В.А., Яковлев А.В., Капустин А.Н., Прохорский В.С. (Тамбов) КИНЕТИЧЕСКИЕ ЗАВИСИМОСТИ ПРОЦЕССОВ ОХРУПЧИВАНИЯ АМОРФНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА	66-68
Плужникова Т.Н., Федоров В.А., Вигдорович В.И. (Тамбов) ВЛИЯНИЕ МЕХАНИЧЕСКОГО НАГРУЖЕНИЯ НА НАВОДОРОЖИВАНИЕ	69-70

КОНСТРУКЦИОННЫХ СТАЛЕЙ	
Мышляев М.М. (Москва) СВЕРХПЛАСТИЧЕСКОЕ ТЕЧЕНИЕ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ	70
Рыбин В.В., Гринберг Б.А., Антонова О.В. (Санкт-Петербург, Екатеринбург) МИКРОСТРУКТУРА АЛЮМИНИДОВ ТИТАНА Ti_3Al И $Ti_2(Al,Nb)$ ПОСЛЕ ВЗРЫВНОГО НАГРУЖЕНИЯ	71-73
Гринберг Б.А., Иванов М.А. (Екатеринбург, Киев/Украина) ОПРЕДЕЛЯЮЩАЯ РОЛЬ МНОГОДОЛИННОГО ПОТЕНЦИАЛЬНОГО РЕЛЬЕФА В БЛОКИРОВКЕ И АВТОБЛОКИРОВКЕ ДИСЛОКАЦИЙ	74-76
Антонова О.В., Гринберг Б.А., Иванов М.А., Кругликов Н.А., Пацелов А.М. (Екатеринбург, Киев/Украина) НАБЛЮДЕНИЕ (ИЛИ НЕНАБЛЮДЕНИЕ) АВТОБЛОКИРОВКИ ДИСЛОКАЦИЙ В РАЗЛИЧНЫХ МАТЕРИАЛАХ	77-79
Мордовин В.П., Прохоров А.И., Куцев С.В., Калмакова А.В., Узинцев О.Е., Булычев С.И., Алехин В.П., Капранова В.И. (Москва) ОЦЕНКА ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВОДОРОДАККУМУЛИРУЮЩИХ МАТЕРАЛОВ	80-82
Капранова А. И., Прохоров А. И., Алехин В.П. (Москва) ФРАКТАЛЫ И РАЗРУШЕНИЕ МЕТАЛЛОВ С ТРЕЩИНАМИ	83-85
Чуканов А.Н. (Тула) СТРУКТУРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВРЕЖДАЕМОСТИ ЖЕЛЕЗО-УГЛЕРОДИСТЫХ СПЛАВОВ.	85-88
Кардашев Б.К., Орлова Т.С., Смирнов Б.И., de Arellano-Lopez A.R., Martinez-Fernandez J. (Санкт-Петербург, Sevilla/ Spain) УПРУГОСТЬ И НЕУПРУГОСТЬ БИОМОРФНОГО КОМПОЗИТА SiC/Si НА ОСНОВЕ ДЕРЕВА САПЕЛИ	89-91
Леонтьев Н.В., Парфенов Д.В. (Н.Новгород) ПОСТРОЕНИЕ МОДЕЛИ ВОДОРОДНОГО ОХРУПЧИВАНИЯ	92-94
Хаймович П.А. (Харьков/Украина) ЧАСТНЫЙ И ОБЩИЙ СЛУЧАИ БАРОКРИОДЕФОРМИРОВАНИЯ МЕТАЛЛОВ	95-97
Оковит В.С., Хаймович П.А. (Харьков/Украина) ВЛИЯНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ИСХОДНОЙ СТРУКТУРЫ СПЛАВА РЕ-16 НА ЕГО СВОЙСТВА ПОСЛЕ БАРОКРИОДЕФОРМИРОВАНИЯ	98-99
Куксенко В.С., Махмудов Х.Ф. (Санкт-Петербург) ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ДЕФОРМИРОВАНИИ И РАЗРУШЕНИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ.	99
Куксенко В. С., Рустамова М.З. (Санкт-Петербург, Худжант/ Таджикистан) ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ МАКРОСКОПИЧЕСКОГО РАЗРУШЕНИЯ	100
Куксенко В.С., Веттегрень В.И., Ляшков А.И., Савицкий А.В., Фадин Ю.А. (Санкт-Петербург) КОЭФФИЦИЕНТ ТРЕНИЯ И ИЗНОСОСТОЙКОСТЬ ВОЛОКНИСТЫХ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТОВ	101
Шевченко Н.В., Литовченко И.Ю., Тюменцев А.Н. (Томск) МЕХАНИЗМ ЛОКАЛЬНЫХ ОБРАТИМЫХ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ, КАК ОДИН ИЗ МЕХАНИЗМОВ ЛОКАЛИЗАЦИИ ДЕФОРМАЦИИ В АУСТЕНИТНОЙ СТАЛИ 02Х17Н14М2	101-103

Алиев М.А. (Махачкала) НОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ОБРАБОТКИ КРИСТАЛЛОВ, ПРОВОДИМЫЕ ОДНОВРЕМЕННО С ЭЛЕКТРОСТИМУЛИРОВАННОЙ ДЕФОРМАЦИЕЙ	104-106
Чертов В.М. (Москва) НЕРАСКРЫТАЯ СУТЬ НЕКОТОРЫХ ПРОЦЕССОВ УПРОЧНЕНИЯ В МЕТАЛЛОВЕДЕНИИ	107-109
Садырин А.И., Пирогов С.А. (Н.Новгород) МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ МАЛОПЛАСТИЧНЫХ РАЗНОСОПРОТИВЛЯЮЩИХСЯ СРЕД	110-112
Берендеев Н.Н., Любимов А.К. (Н.Новгород) МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ АСИММЕТРИИ ЦИКЛА И СТРУКТУРЫ МАТЕРИАЛА НА РОСТ МИКРОТРЕЩИН ПРИ МНОГОЦИКЛОВОЙ УСТАЛОСТИ	113-115
Никитина Н.Е., Камышев А.В., Смирнов В.А. (Н.Новгород) ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДВУХОСНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ В ТРУБАХ НЕРАЗРУШАЮЩИМ УЛЬТРАЗВУКОВЫМ МЕТОДОМ	116-118
Бычков А.А., Карпинский Д.Н. (Ростов-на-Дону) РАСЧЕТ ВЛИЯНИЯ ДЕФЕКТОВ НА ФОРМУ РАВНОВЕСНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛЕНКИ НА ПОДЛОЖКЕ	119-121
Хомская И. В., Зельдович В.И. (Екатеринбург) СТРУКТУРА И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИОГЕННОЙ СТАЛИ 0Н6 ПОСЛЕ НАГРЕВА В МЕЖКРИТИЧЕСКИЙ ИНТЕРВАЛ ТЕМПЕРАТУР	122-124
Брюховецкий В.В., Кузнецова Р.И., Пойда В.П., Пойда А.В. (Харьков/Украина) О СТРУКТУРНОМ СОСТОЯНИИ ГРАНИЦ ЗЕРЕН В УСЛОВИЯХ СВЕРХПЛАСТИЧНОСТИ.	125-127
Барахтин Б.К., Барахтина Н.Н., Осокин Е.П. (Санкт-Петербург) ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕЛЬЧЕНИЯ ЗЕРНА В СОВРЕМЕННЫХ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВАХ СПОСОБОМ ТЕРМОДЕФОРМАЦИОННОЙ ПРОКАТКИ В КАЛИБРАХ	128-129
Барахтин Б.К., Громова Н.Б., Лебедева Н.В., Мушникова С.Ю. (Санкт-Петербург) ИЗМЕЛЬЧЕНИЕ ЗЕРЕН КАК ПОРОГОВОЕ ЯВЛЕНИЕ В ПРОЦЕССАХ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ	130-133
Ещенко Р.Н., Елкина О.А., Пацелов А.М., Пилюгин В.П. (Екатеринбург) ВЛИЯНИЕ ДЕЙТЕРИЯ И ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА СТРУКТУРУ И ФАЗООБРАЗОВАНИЕ В ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКОМ СОЕДИНЕНИИ Ti_3Al	134-137
Осинская Ю.В., Покоев А.В. (Самара) МЕТОДОЛОГИЯ УПРОЧНЕНИЯ БЕРИЛЛИЕВОЙ БРОНЗЫ ТЕРМОМАГНИТНОЙ ОБРАБОТКОЙ	137-139
Вержаковская М.А., Покоев А.В. (Самара) ВЛИЯНИЕ ИМПУЛЬСНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МАГНИТНЫХ И СТРУКТУРНЫХ ДЕФЕКТОВ В ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЯХ АЛИТИРОВАННОГО ЖЕЛЕЗА	140-141
Иванов А.М. (Якутск) ИЗМЕНЕНИЕ КОЭРЦИТИВНОЙ СИЛЫ СТАЛЬНЫХ ОБРАЗЦОВ ИЗ СТАЛЕЙ С РАЗЛИЧНОЙ ПЛАСТИЧНОСТЬЮ ПРИ РАСТЯЖЕНИИ.	142-144
Вьюненко Ю.Н. (Санкт-Петербург) ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКРЫТОЙ ТЕПЛОТЫ ПРЕВРАЩЕНИЯ НА ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ В ПЛАСТИНЕ С ЭПФ.	145-146

Зозуля Э.В., Ильинский А.И., Терлецкий А.С. (Харьков/Украина) ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ НА ПРОЧНОСТЬ КОМПОЗИТОВ СИСТЕМЫ МЕДЬ – ОКСИД АЛЮМИНИЯ	147-149
Сурсаева В.Г. (Черноголовка) ВЛИЯНИЕ РЕБРА ПЕРВОГО ПОРЯДКА НА ДВИЖЕНИЕ ГРАНИЦЫ ЗЕРНА В ЦИНКЕ	150-152
Григорьева Н.А., Ковалевская Т.А. (Томск) ФАЗОВЫЕ И СУБСТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ПРИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ СПЛАВА Al–Zn–Mg.	153-155
Скуднов В.А. (Н.Новгород) КОМПЛЕКСНЫЕ КРИТЕРИИ И УСЛОВИЯ РАЗРУШЕНИЯ МЕТАЛЛОВ	156-158
Грабко Д.З., Шикимака О.А., Харя Е.Е., Даницэ З.Н., Миргородская Я.Ю. (Кишинев/Молдова) ПЛАСТИЧНОСТЬ И ХРУПКОСТЬ КОМПОЗИТНЫХ СТРУКТУР SnO_2/Si, ПРОЯВЛЯЕМЫЕ ПРИ МИКРОИНДЕНТИРОВАНИИ ПО ВИККЕРСУ И БЕРКОВИЧУ	159-161
Мовчан А.А., Казарина С.А., Мишустин И.В., Мовчан И.А. (Москва) ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ СОСТОЯТЕЛЬНОСТЬ МОДЕЛИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ СПЛАВОВ С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ ПРИ ФАЗОВЫХ И СТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ	162-165
Мовчан А.А., Тант Зин Аунг (Москва) АНАЛОГ ТЕОРИИ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ПРОЦЕССОВ ДЕФОРМИРОВАНИЯ СПЛАВОВ С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ ПРИ ФАЗОВЫХ И СТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ	165-168
Сильченко Л.Г., Мовчан А.А., Мовчан И.А. (Москва) АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ ЭЛЕМЕНТОВ ИЗ СПЛАВОВ С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ В РАМКАХ РАЗЛИЧНЫХ МОДЕЛЕЙ ДЕФОРМИРОВАНИЯ ЭТИХ МАТЕРИАЛОВ,	168-171
Зголич М.В., Куринная Р.И., Старенченко В.А. (Томск) ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРЯЖЕНИЯ РАЗРУШЕНИЯ ДИСЛОКАЦИОННОГО СОЕДИНЕНИЯ С УЧЕТОМ ГИБКОСТИ РЕАГИРУЮЩИХ ДИСЛОКАЦИЙ.	171-172
Ахунова А.Х. (Уфа) ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ ДЕФОРМАЦИИ НА ОПТИМАЛЬНЫЙ СКОРОСТНОЙ ИНТЕРВАЛ ПРОЯВЛЕНИЯ СВЕРХПЛАСТИЧНОСТИ В ТИТАНОВОМ СПЛАВЕ ВТ8М	173-174
Митенков Ф.М., Кайдалов В.Б., Коротких Ю.Г., Панов В.А., Пахомов В.А. (Н.Новгород) ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ДОЛГОВЕЧНОСТИ ОТВЕТСТВЕННЫХ ИНЖЕНЕРНЫХ ОБЪЕКТОВ НА БАЗЕ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕСОВ ДЕГРАДАЦИИ МАТЕРИАЛОВ	175-179
Гордиенко А.В., Дудник А.В., Кибец А.И., Кибец Ю.И., Крушка Л. (Н.Новгород, Варшава/Польша) ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ОЦЕНКИ ДИНАМИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТИ И ВЗРЫВОСТОЙКОСТИ АРМИРОВАННОЙ КИРПИЧНОЙ КЛАДКИ	179-181
Малашенко В.В. (Донецк/Украина) ВЛИЯНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ ЛЕСА НА ДИНАМИКУ ДИСЛОКАЦИОННЫХ ПАР НА СТАДИИ ЛЕГКОГО СКОЛЬЖЕНИЯ.	182-184
Филиппов М.А., Гервасьев М.А., Худорожкова Ю.В., Коробов Ю.С., Шумяков В.И. (Екатеринбург) ФОРМИРОВАНИЕ ДИССИПАТИВНОЙ СТРУКТУРЫ СПЛАВОВ С ВЫСОКОЙ КОНТАКТНОЙ ПРОЧНОСТЬЮ	185-188

Кикин П.Ю., Землякова Н.В. (Н.Новгород) ИЗМЕНЕНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ И МЕХАНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК В УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТОМ АЛЮМИНИЕВОМ СПЛАВЕ 1421 ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	188-189
Кикин П.Ю., Пчелинцев А.И., Русин Е.Е. (Н.Новгород) ВРЕМЕННОЙ СДВИГ ТОЧЕК ПЛАВЛЕНИЯ И ИСПАРЕНИЯ В УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТОМ АЛЮМИНИЕВОМ СПЛАВЕ 1420 ПРИ ЛАЗЕРНОМ НАГРЕВЕ	189
Романова А.А., Пестриков В.М. (Санкт-Петербург) ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИЧЕСКОЙ ПОЛЗУЧЕСТИ ПОЛИМЕРНЫХ НИТЕЙ	190-192
Штеренберг А.М., Лашманова А.А., Лашманов А.М. (Самара) УПРОЧНЕНИЕ СВАРНЫХ ШВОВ МЕТОДОМ СВЕРХГЛУБОКОГО ПРОНИКАНИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСТАТОЧНОГО РЕСУРСА РЕЗЕРВУАРОВ	193-195
Волков В.М., Миронов А.А. (Н.Новгород) МОДЕЛЬ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ РЕСУРСА ОБОЛОЧЕЧНЫХ КОНСТРУКЦИЙ ПРИ НЕРАВНОМЕРНОМ ИЗНОСЕ ТОЛЩИНЫ СТЕНКИ	196-198
Плотников В.А., Грязнов А.С. (Барнаул) АКУСТИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ ПРИ ТЕРМОУПРУГИХ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ В НИКЕЛИДЕ ТИТАНА В УСЛОВИЯХ ФИКСИРОВАНИЯ ДЕФОРМАЦИИ	199-201
Плотников В.А., Макаров С.В. (Барнаул) СКАЧКООБРАЗНЫЕ ДЕФОРМАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ И АКУСТИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ И ПРИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ДЕФОРМАЦИИ МЕТАЛЛОВ С ГЦК-РЕШЕТКОЙ	202-204
Плотников В.А., Пачин И.М. (Барнаул) АКУСТИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ И ДЕФОРМАЦИЯ ПРИ ТЕРМОУПРУГИХ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ В НИКЕЛИДЕ ТИТАНА В УСЛОВИЯХ МЕХАНИЧЕСКОГО НАГРУЖЕНИЯ.	205-207
Петухов А.Н. (Москва) ВОПРОСЫ МНОГОЦИКЛОВОЙ УСТАЛОСТИ ДЛЯ МАТЕРИАЛОВ И ДЕТАЛЕЙ, ПРИМЕНЯЕМЫХ В ГТД	208-211
Зубцов В.И. (Полоцк) ПЬЕЗОДАТЧИКИ ИССЛЕДОВАНИЯ И КОНТРОЛЯ СТАТИЧЕСКИХ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ ВНУТРИ СПЛОШНЫХ СРЕД И ИХ МЕТРОЛОГИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ	211-213
Астафурова Е.Г., Чумляков Ю.И. (Томск) ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРОВАНИЯ АЛЮМИНИЕМ НА РАЗВИТИЕ ДВОЙНИКОВАНИЯ И ВЯЗКО-ХРУПКИЙ ПЕРЕХОД В <111>, <011> МОНОКРИСТАЛЛАХ СТАЛИ ГАДФИЛЬДА.	214
Захарова Г.Г., Астафурова Е.Г. (Томск) ВЛИЯНИЕ НАВОДОРАЖИВАНИЯ В ГАЗОВОЙ СРЕДЕ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА [100], [111] МОНОКРИСТАЛЛОВ ВЫСОКОУГЛЕРОДИСТОЙ АУСТЕНИТНОЙ СТАЛИ ГАДФИЛЬДА	215-217
Купрекова Е.И. , Климова К. В., Бессараб О. А., Чернов И. П., Чумляков Ю. И. (Томск) ВОДОРОД В МОНОКРИСТАЛЛАХ АУСТЕНИТНОЙ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ Fe–18Cr–14Ni–2Mo И НИКЕЛЯ	218-220
Терещенко Н.А., Урцев В.Н., Мирзаев Д.А., Яковлева И.Л. (Екатеринбург, Магнитогорск, Челябинск) ВОЗМОЖНОСТИ УПРОЧНЕНИЯ СПЛАВОВ Fe–Cu ПРИ ИЗОТЕРМИЧЕСКОМ СТАРЕНИИ	221-222

Митропольская С.Ю. (Екатеринбург) ВОЗМОЖНОСТИ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРОСКОПИИ ДЛЯ ОЦЕНКИ СОСТОЯНИЯ НАГРУЖЕННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ СТАЛЬНЫХ КОНСТРУКЦИЙ	223-225
Макаров А.В., Осинцева А.Л., Горкунов Э.С., Митропольская С.Ю., Огородников А.И. (Екатеринбург) ТРИБОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЗАКАЛЕННЫХ ВЫСОКОХРОМИСТЫХ СТАЛЕЙ С ПОВЫШЕННЫМ СОДЕРЖАНИЕМ АЗОТА ИЛИ УГЛЕРОДА	226-229
Дмитрук М.И., Кочергин И.В., Жога Л.В., Шпейзман В.В. (Волгоград, Санкт-Петербург) МЕХАНИЧЕСКОЕ РАЗРУШЕНИЕ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СЕГНЕТОКЕРАМИКИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ	229-231
Князев С.А., Корсуков В.Е., Обидов Б.А., Горобей В.Н., Чернышенко А.А. (Санкт-Петербург) ИЗМЕНЕНИЕ МОРФОЛОГИИ ПОВЕРХНОСТИ РЕКРИСТАЛЛИЗОВАННЫХ ФОЛЬГ Mo И W В ПРОЦЕССЕ ИХ РАСТЯЖЕНИЯ В СВЕРХВЫСОКОМ ВАКУУМЕ	232-234
Бадиян Е.Е., Тонкопряд А.Г., Шеховцев О.В., Шуринов Р.В., Зетова Т.Р. (Харьков/Украина) ВЛИЯНИЕ МИКРОДЕФЕКТНОЙ СТРУКТУРЫ И ОРИЕНТАЦИОННЫХ ФАКТОРОВ НА РАЗРУШЕНИЕ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ФОЛЬГ АЛЮМИНИЯ	234-236
Кащенко М.П., Чащина В.Г. (Екатеринбург) ЗАВИСИМОСТЬ ТЕМПЕРАТУРЫ НАЧАЛА МАРТЕНСИТНОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ ОТ РАЗМЕРА ЗЕРНА	237-239
Чащина В.Г. (Екатеринбург) КРИСТАЛЛОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КОРОТКОВОЛНОВОЙ ПЕРЕТАСОВКИ ПРИ ГЦК – ГПУ МАРТЕНСИТНОМ ПРЕВРАЩЕНИИ	240-242
Чуканов А.Н., Чуканова А.А. (Тула) ТЕМПЕРАТУРНЫЙ СПЕКТР ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ В АНАЛИЗЕ ДЕГРАДАЦИИ И ДЕСТРУКЦИИ СТАЛЕЙ	243-245
Разоренов С.В., Гаркушин Г.В., Канель Г.И., Иванчихина Г.Е., Meyer L., Hockauf M. (Черноголовка, Москва, Chemnitz/Germany) РОЛЬ ВНУТРЕННЕЙ СТРУКТУРЫ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ДЕФОРМИРОВАНИИ И РАЗРУШЕНИИ	246-249
Смоланов Н.В., Панькин Н.А., Четвертакова О.Ф. (Саранск) МИКРОТВЕРДОСТЬ ТОНКИХ ПЛЕНОК, ПОЛУЧЕННЫХ ИОННО-ПЛАЗМЕННЫМ ОСАЖДЕНИЕМ	249-250
Хоник С.В., Язвицкий М.Ю. (Воронеж, Москва) РЕЛАКСАЦИЯ МОДУЛЯ СДВИГА ПРИ ТЕРМОЦИКЛИРОВАНИИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СТЕКЛА $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$ В МАССИВНОМ И ЛЕНТОЧНОМ СОСТОЯНИЯХ	251-253
Лысенко А.В., Ляхов С.А., Хоник В.А., Язвицкий М.Ю. (Воронеж, Москва) ОБРАТИМАЯ И НЕОБРАТИМАЯ ВЯЗКОУПРУГОСТЬ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТЕКОЛ $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$ и $Pd_{40}Cu_{40}P_{20}$	254-256
Нгуен Т.Н.Н., Хоник С.В., Хоник В. А. , Язвицкий М.Ю. (Воронеж, Москва) ВОССТАНОВЛЕНИЕ СПОСОБНОСТИ К ПЛАСТИЧЕСКОМУ ТЕЧЕНИЮ СОСТАРЕННОГО МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СТЕКЛА $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$	257-259
Сарасеко М.Н., Кашевич И.Ф. (Витебск/Беларусь) СВОЙСТВА КОМПОЗИТОВ, ПОЛУЧЕННЫХ ИЗ ПОРОШКОВ, ПЛАКИРОВАННЫХ МЕТАЛЛАМИ.	260-262
Кибиткин В.В., Солодушкин А.И., Плешанов В.С. (Томск) ВЛИЯНИЕ ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЯ НЕОБРАТИМЫХ СМЕЩЕНИЙ НА	263-266

ТОЧНОСТЬ ОБЪЕДИНЕНИЯ ПЕРЕКРЫВАЮЩИХСЯ ВЕКТОРНЫХ ПОЛЕЙ	
Плешанов В.С., Кибиткин В.В., Напрюшкин А.А., Солодушкин А.И. (Томск) ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВТОРНО-СТАТИЧЕСКОЙ УСТАЛОСТИ СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ СТАЛИ 10Г2С МЕТОДОМ КОРРЕЛЯЦИИ ЦИФРОВЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ	266-268
Напрюшкин А.А., Кибиткин В.В., Плешанов В.С. (Томск) ВЫБОР МЕТОДА РАСЧЕТА ФРАКТАЛЬНОЙ РАЗМЕРНОСТИ ДЛЯ ОЦЕНКИ СТЕПЕНИ НАКОПЛЕНИЯ ПОВРЕЖДЕНИЙ	269-271
Потехин Б.А., Илюшин В.В., Христолюбов А.С. (Екатеринбург) ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ПУТИ ПОВЫШЕНИЯ ПРОЧНОСТИ ЦВЕТНЫХ СПЛАВОВ С ИНТЕРМЕТАЛЛИДНЫМ УПРОЧНЕНИЕМ	272-274
Беляев С.П., Милюкина С.Н. Реснина Н.Н., Рубаник В.В., (Санкт-Петербург, Витебск/Беларусь) ВЛИЯНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОТЖИГА ПРИ 120 ^{O}C НА ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВА Ti–50 ат.%Ni.	274-277
Реснина Н.Н., Беляев С.П., Шеляков А.В. (Санкт-Петербург, Москва) ОСОБЕННОСТИ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В СПЛАВЕ $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$, ПОЛУЧЕННОМ ЗАКАЛКОЙ ИЗ РАСПЛАВА	277-280
Беляев С.П., Реснина Н.Н. (Санкт-Петербург) СТАБИЛИЗАЦИЯ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В СПЛАВЕ Ti–50 ат. % Ni, ПОДВЕРГНУТОМ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОМУ ОТЖИГУ	280-282
Беляев С.П., Коноплева Р.Ф., Реснина Н.Н., Шайбер Ф., Шеляков А.В. (Санкт-Петербург, Гатчина, Москва, Грац/Австрия) МАРТЕНСИТНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА БЫСТРОЗАКАЛЕННОЙ ЛЕНТЫ СПЛАВА$Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$, НАХОДЯЩЕЙСЯ В РАЗЛИЧНЫХ СТРУКТУРНЫХ СОСТОЯНИЯХ	283-285
Кульков В.Г., Васильева Ю.В. (Волжский) ВЛИЯНИЕ ПОР НА ЗЕРНОГРАНИЧНОЕ ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ МАТЕРИАЛЕ	286-289
Кульков В.Г., Поляков А.С. (Волжский) МОДЕЛЬ МИГРАЦИИ ГРАНИЦЫ НАКЛОНА, ОБРАЗОВАННОЙ СОПРЯЖЕНИЕМ НЕСОРАЗМЕРНЫХ АТОМНЫХ ПЛОСКОСТЕЙ	289-291
Нуриева С.К. (Уфа) ВЛИЯНИЕ НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ НА ИЗМЕНЕНИЕ МОРФОЛОГИИ α″-ФАЗЫ ТИТАНОВОГО СПЛАВА ВТ9 ПРИ РЕЗКОМ ОХЛАЖДЕНИИ	292-294
Бахрачева Ю. С., Лебедев Е.И. (Волгоград) ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ НАПЛАВЛЕННОГО МЕТАЛЛА МЕТОДОМ СКЛЕРОМЕТРИИ	295-297
Семенова Л.М., Власова И.В., Бахрачева Ю. С. (Волгоград) ПОВЫШЕНИЕ КОМПЛЕКСА МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КОНСТРУКЦИОННЫХ СТАЛЕЙ ПРИ ТЕРМОЦИКЛИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ	298-300
Скворцов А. И. (Киров) ФИЗИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ РАССЕЯНИЯ ЭНЕРГИИ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ СПЛАВАХ ЖЕЛЕЗА ПРИ УПРУГОЙ ЦИКЛИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ	301-302
Кудря А.В. (Москва) НАБЛЮДЕНИЕ РАЗРУШЕНИЯ В КОНСТРУКЦИОННЫХ СТАЛЯХ	303-305
Кудря А.В., Сухова В.Г. (Москва) УЧЁТ СТАТИСТИКИ МЕЗОГЕОМЕТРИИ ИЗЛОМОВ ПРИ РАНЖИРОВКЕ СТАЛЕЙ ПО	306-309

ВЯЗКОСТИ	
Кудря А.В., Соколовская Э.А., Арсенкин А.М., Салихов Т.Ш. (Москва) ИЗМЕРЕНИЯ МОРФОЛОГИИ ВЯЗКОГО ИЗЛОМА СРЕДСТВАМИ НАБЛЮДЕНИЯ РАЗЛИЧНОЙ РАЗМЕРНОСТИ	309-312
Шадурский А.В., Рубаник В.В., Рубаник В.В. мл. (Полоцк/Беларусь, Витебск/Беларусь) ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ В МАТЕРИАЛАХ И СПЛАВАХ, ПРЕТЕРПЕВАЮЩИХ ТЕРМОУПРУГИЕ ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ	313-316
Рубаник В.В., Клубович В.В., Рубаник В.В. мл., Андреев В.А., Рубаник О.Е. (Витебск/Беларусь, Москва) УЛЬТРАЗВУКОВОЙ НАГРЕВ ВОЛНОВОДОВ ИЗ НИКЕЛИДА ТИТАНА	316-319
Мещеряков Д.Е., Мерсон Д.Л., Суворов П.В., Селезнев М.Н., Черняева Е.В. (Тольятти, Самара, Санкт-Петербург) РАННЯЯ ДИАГНОСТИКА ВОДОРОДНОЙ ПОВРЕЖДАЕМОСТИ МЕТАЛЛА С ПОМОЩЬЮ МЕТОДИКИ, СОВМЕЩАЮЩЕЙ МЕТОДЫ ИНДЕНТИРОВАНИЯ И АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ	320-322
Кадашевич Ю.И., Помыткин С.П. (Санкт-Петербург) ЭНДОХРОННАЯ ТЕОРИЯ НЕУПРУГОСТИ, УЧИТЫВАЮЩАЯ МИКРОРАЗРУШЕНИЯ (ОБЩИЙ СЛУЧАЙ)	323-324
Баранец А.А., Волков А.Е. (Санкт-Петербург) МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ МАРТЕНСИТНОГО ДВИГАТЕЛЯ НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ	325-326
Волков А.Е., Евард М.Е. (Санкт-Петербург) МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ В СПЛАВЕ TiNi	327-329
Ерофеев В.И., Артамонова О.В., Ромашов В.П. (Н.Новгород, Aberdeen/UK) НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В МАТЕРИАЛАХ С ДИСЛОКАЦИЯМИ	330-332
Ерофеев В.И., Никитина Е.А. (Н.Новгород) О ВЛИЯНИИ ПОВРЕЖДЕННОСТИ МАТЕРИАЛА НА ПАРАМЕТРЫ ПРОДОЛЬНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ	332-334
Шабанов В.М. (Москва) ЭКСПРЕСС-ДИАГНОСТИКА ХАРАКТЕРИСТИК ПРОЧНОСТИ И ПЛАСТИЧНОСТИ МАТЕРИАЛОВ МЕТОДОМ НЕПРЕРЫВНОГО ВДАВЛИВАНИЯ СФЕРИЧЕСКОГО ИНДЕНТОРА.	335-337
Багмут А.Г., Жучков В.А. (Харьков/Украина) ЭЛЕКТРОННАЯ МИКРОСКОПИЯ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ ПРИ ОТЖИГЕ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ЛАЗЕРНЫХ КОНДЕНСАТОВ Ni.	338-340
Кобытев В.С., Черепанов Д.Н. (Томск) УРАВНЕНИЯ КИНЕТИКИ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ И МОДЕЛЬ ЦИКЛИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ ГЦК МЕТАЛЛОВ	341-343
Хрущов М.М., Семенов А.П., Сорокко А.А. (Москва) СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫЙ СОСТАВ И ИЗНОСОСТОЙКОСТЬ ПОКРЫТИЙ НА ОСНОВЕ ХРОМА И ТИТАНА, ПОЛУЧЕННЫХ ВАКУУМНЫМ РЕАКТИВНЫМ ИОННО-ПЛАЗМЕННЫМ НАПЫЛЕНИЕМ	344-346
Алымов В.Т., Шашурин Г.В., Хрущов М.М. (Москва) К ВОПРОСУ О СОЗДАНИИ ИНЖЕНЕРНЫХ МОДЕЛЕЙ НАКОПЛЕНИЯ ПОВРЕЖДЕНИЙ В УСЛОВИЯХ ВОЗДЕЙСТВИЯ АГРЕССИВНОЙ СРЕДЫ	347-348

Мишакин В.В., Клюшников В.А., Кассина Н.В., Землякова Н.В. (Н.Новгород) СОЗДАНИЕ МЕТОДИКИ ОЦЕНКИ ПОВРЕЖДЕННОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ С ПОМОЩЬЮ АКУСТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ, ОПРЕДЕЛЕНИЯ МИКРОПЛАСТИЧНОСТИ И МИКРОТВЕРДОСТИ	349-351
Венгринович В.Л., Золотарев С.А., Решетовский И.И. (Минск/Беларусь) РЕКОНСТРУКЦИЯ 3-Х МЕРНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ИЗ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РЕНТГЕНОВСКИХ ПРОЕКЦИОННЫХ ДАННЫХ	352-354
Венгринович В.Л., Дмитрович Д.В. (Минск/Беларусь) ВЕРОЯТНОСТНЫЙ ПОДХОД К ТЕХНИЧЕСКОМУ ДИАГНОСТИРОВАНИЮ КОНСТРУКЦИЙ	355-357
Клевцов Г.В., Клевцова Н.А., Фролова О.А. (Оренбург) ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛЬНОГО НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ НА МИКРОМЕХАНИЗМ РАЗРУШЕНИЯ И СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ МАТЕРИАЛА В ПЛАСТИЧЕСКИХ ЗОНАХ	358-360
ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ	361-363
СОДЕРЖАНИЕ	364-373

Научное издание

XLVII МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
«АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ПРОЧНОСТИ»

Материалы конференции. Часть. 1.
(1–5 июля 2008 года, г. Нижний Новгород, Россия)

Публикуется в авторской редакции

Оформление и компьютерная верстка Черняевой Е.В.