XXI Петербургские Чтения по проблемам прочности

к 100-летию со дня рождения Л.М Качанова и Ю.Н. Работнова





СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ

Санкт-Петербург 2014 г. Российский национальный комитет по теоретической и прикладной механике Научный совет по механике деформируемого твердого тела РАН Научный совет по физике конденсированных сред РАН Межгосударственный координационный совет по физике прочности и пластичности материалов Санкт-Петербургский государственный университет Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН ООО «Альфа Технологии»

Конференция проведена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 14-01-06006-г

XXI

Петербургские чтения по проблемам прочности

К 100-летию со дня рождения Л.М Качанова и Ю.Н. Работнова

> 15 – 17 апреля 2014 г. Санкт-Петербург

Сборник материалов

Санкт-Петербург 2014 **ХХІ Петербургские чтения по проблемам прочности. К 100-летию со дня рож**дения Л.М. Качанова и Ю.Н. Работнова. Санкт-Петербург, 15-17 апреля 2014 г.: сборник материалов. — СПб.: Соло, 2014.–310 с. ISBN 978-5-98340-328-4

В сборнике опубликованы материалы докладов, представленных на XXI Петербургских Чтениях по проблемам прочности учеными из России и ближнего зарубежья. Доклады отражают достижения и современные тенденции развития науки о прочности, пластичности и других физико-механических свойствах твердых тел.

ХХІ Петербургские Чтения были посвящены 100-летию со дня рождения крупных ученых в области механики прочности – Л.М.Качанова и Ю.Н. Работнова. Профессор Лазарь Маркович Качанов (1914-1993) – заведующий кафедрой теории упругости математико-механического факультета ЛГУ с 1956 по 1975 год, автор блестящих учебников по теории пластичности, ползучести, механике разрушения. Академик АН СССР Юрий Николаевич Работнов (1914-1985) – заведующий кафедрой теории пластичности механико-математического факультета МГУ с 1953 по 1985 год, внес значительный вклад в развитие теорий пластичности, ползучести, вязкоупругости, устойчивости упруговязкопластических систем, теории композитов, теории оболочек. Л.М. Качанов и Ю.Н. Работнов являются создателями теории накопления повреждений.

Материалы Чтений будут интересны и полезны ученым, инженерам, аспирантам и студентам, специализирующимся в области механики и физики прочности материалов.

Статьи публикуются в авторской редакции

ISBN 978-5-98340-328-4

РЕНТГЕНОВСКАЯ КОМПЬЮТЕРНАЯ МИКРОТОМОГРАФИЯ КАК ПЕРСПЕКТИВНЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ МИКРОСТРУКТУРЫ СТРОИТЕЛЬНЫХ ГОРНЫХ ПОРОД В СВЯЗИ С ПРОБЛЕМОЙ ИХ РАЗРУШЕНИЯ

Вайсберг Л.А.¹⁾, Каменева Е.Е.²⁾

 ¹⁾НПК "Механобр-техника", Санкт-Петербург, Россия, gornyi@mtspb.com
 ²⁾ ФГБОУ ВПО «Петрозаводский государственный университет», Петрозаводск, Россия, ggf@psu.karelia.ru

Существующие представления о закономерностях процесса дезинтеграции горных пород основаны на теоретических положениях механики разрушения твердых тел как сплошных сред. В то же время, горные породы лишь идеализируются исследователями как сплошные среды, поскольку состоят из разнородных минеральных фаз и характеризуются дефектами различных масштабных уровнях – от трещин макроразмеров, микронарушений (поры, микротрещины), плоскостей ослабления (границы срастания минералов) до дефектов на уровне кристаллической решетки (точечные дефекты, краевые и винтовые дислокации).

Л.М.Качановым и Ю.Н.Работновым сформулированы основные положения теории накопления повреждений в дефектных средах при действии нагрузки, обосновывающие зависимость прочности от дефектов структуры, непрерывно распределённых по всему объему нагружаемого тела. Эта теория дала определённый толчок для исследования прочности горных пород и их поведения в процессе разрушения с позиций генерирования и развития повреждений, инициированных дефектами структуры.

В работах, связанных с разрушением горных пород, в целом, выявлены наиболее вероятные элементами структуры, по которым развивается разрушение: поры, микротрещины, границы срастания минеральных фаз и межзёренные границы [1–6]. В то же время, большинство исследований, в силу значительных трудностей при получении достоверной картины пространственного распределения этих дефектов и невозможности их количественной оценки, имеет гипотетический характер.

В последние годы, в связи с разработкой новых аналитических и компьютерных методов, появилась возможность исследования структур горных пород не только на макро-, но и на микро- и наноуровне с получением статистических и количественных значений и зависимостей. Наиболее перспективным методом является рентгеновская компьютерная томография (X-ray micro-CT). Томография как метод медицинской диагностики была разработана в 1972 г. Г.Хаунсфилдом и А.Кормаком, за что в 1979 г. им была присуждена Нобелевская премия. Впоследствии метод нашел применение в различных отраслях промышленности для исследования дефектности твердых тел.

Использовать рентгеновскую томографию для исследования микроструктуры руд и горных пород в нашей стране предложили Хозяинов М.С. и Вайнберг Э.И. в 1992 г. [7]. В последнее время компьютерная томография широко используется для оценки проницаемости пород-коллекторов, а также при изучении фазового состава руд в технолого-минералогических исследованиях [8–9].

Рентгеновская микротомография (X-ray micro-CT) является неразрушающим методом изучения внутреннего строения твердых материалов, основанным на зависимости линейного коэффициента ослабления рентгеновского излучения от химического состава и плотности вещества. Компьютерная обработка теневых проекций, получаемых при просвечивании образцов рентгеновским лучом, позволяет визуализировать внутреннюю трехмерную структуру образца и выполнять детальный анализ морфометрических и плотностных характеристик как на отдельных сечениях, так и по всему объему исследуемого образца.

Проведенные нами исследования свидетельствуют о широких возможностях метода рентгеновской томографии при решении научных и практических задач, связанных с исследованием физико-механических свойств горных пород и их поведения в процессе разрушения. Перспективность метода заключается в возможности получения количественных характеристик структуры порового пространства – размеров, сферичности, сообщаемости пор и микротрещин, а также в возможности получения этих характеристик в динамике под действием сжимающей и растягивающей нагрузки. Преимуществом рентгеновской микротомографии является недеструктивность метода, позволяющая использовать образец для других видов исследований, в частности, определения его прочностных характеристик.

Исследования проводились на микротомографе «SkyScan-1172» (Бельгия) с разрешениями от 0,5 до 27 мкм, оснащенного сертифицированными программами Skyscan1172 µCT, NRecon, DataViewer, CTVox, CTAn, CTVol, SkyScan_MTS, Gidropora, совместимыми с 32 и 64-битными ОС Windows.

Исследования проводились в следующих направлениях:

1. Изучение структуры порового пространства. Сравнительная оценка горных пород различных текстурно-структурных типов – габбро-диабаза, гранита и гнейсогранита, значительно различающихся по пределу прочности при сжатии, позволила выявить различия в структуре их порового пространства. Наиболее прочная порода (габбро-диабаз) характеризуется самой низкой пористостью, однако при этом плотность пор (количество пор на единицу объема) имеет самое высокой значение, что связано с их субкапиллярными размерами и низкой сообщаемостью. Поры неравномерно распределены по объему: отмечается низкое содержание внутрикристаллических пор в агрегатах плотных минералов; на участках, выполненных менее плотными минералами, содержание, размеры и сообщаемость пор увеличиваются.

В менее прочных породах (гранит и гнейсо-гранит) появляются поры сверхкапиллярного размера, значительно увеличивается их сообщаемость.

Породы, имеющие близкие значения общей пористости, но различающиеся по размерам, форме и пространственному распределению пор, проявляют различия в прочности. Увеличение размеров пор и снижение их сферичности приводит к снижению прочности. В свою очередь, уменьшение размера пор до субкапиллярных размеров приводит к увеличению прочности, при этом их абсолютное количество не имеет значения.

2. Исследование изменения структуры пород под воздействием сжимающей нагрузки. Микротомография показала, что при действии сжимающей нагрузки появляются новообразованные полости и микротрещины, а также происходит объединение мелких пор в более крупные (рис. 1).

При анализе развития микротрещин имеет значение учёт характера границ срастаний минеральных зёрен, где начальная концентрация пор и их размеры значительно выше, чем в объёме материала в целом. Развитие разрушения, ведущее к образованию макротрещин, происходит преимущественно на границах срастаний зёрен. Особенно заметно это проявляется в породах неоднородного строения (порфировидные текстуры).



Рис. 1. Строение порового пространства (гнейсо-гранит) *a*) pgu_01 – исходный образец; *б*) pgu_02 – образец после воздействия сжимающей нагрузки

При исследовании механизма разрушения необходимо учитывать разрушения деформацию минерального вещества – распределение сдвигов в объеме породы. Разнопрочные минеральные зёрна ведут себя по-разному: происходит пространственное смещение зёрен наиболее прочных минералов, а зёрна слабых минералов растрескиваются и при дальнейшем росте нагрузки уплотняются за счет их сближения. В породе, таким образом, появляются несвязанные силами сцепления зерна, которые представляют собой потенциальный очаг вторичного разрушения при длительной эксплуатации породы в товарной продукции. Это обстоятельство необходимо учитывать, с одной стороны, при оценке долговечности пород и выборе направлений их дальнейшего использования, с другой – при обосновании способа дробления применительно к породе того или иного текстурно-структурного типа.

- 1. Ревнивцев В.И., Гапонов Г.В., Зарогатский Л.П. и др. Селективное разрушение минералов. М., Наука, 1988. 286 с.
- Добрынин В.М., Вендельштейн Б.Ю., Кожевников Д.А. Петрофизика. М., Недра, 1991. 368 с.
- Ромм Е.С. Структурные модели порового пространства горных пород. –Л., Недра, 1985, – 240с.
- Протасов Ю.И. Разрушение горных пород. 3-е изд., М.: Издательство Московского государственного горного университета, 2002. – 453 с.
- 5. Ржевский В.В., Новик В.Я. Основы физики горных пород. Изд. 3-е перераб. и доп. М.: Недра, 1978, 390 с.
- 6. Журков С.Н. К вопросу о физической природе прочности // Физика твердого тела, т.22, вып. 11, 1980, С.13-15.
- Хозяинов М.С., Вайнберг Э.И. Рентгеновский микротомограф как инструмент изучения образцов горных пород // Материалы междунар. научн. конф. «Геофизика и современный мир», М., ВИНИТИ, 1993, - С.255.
- 8. Первая Всероссийская научная конференция «Практическая микротомография» / Тез. докл., Казань, 2013 г. 190 с.
- 9. C.L.Lin, J.D.Miller, C.H. Hsieh. Particle damage during HPGR breakage as described by specific surface area distribution of cracks in the crushed products //International Mineral Processing Congress, New Deli, Indie, 2012, paper No. 687, p. 3397- 3410.

МНОГОУРОВНЕВЫЕ МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ИНТЕНСИВНЫХ НЕУПРУГИХ ДЕФОРМАЦИЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТЕЛ: ПРИЛОЖЕНИЕ К АНАЛИЗУ СЛОЖНОГО НАГРУЖЕНИЯ

Волегов П.С., Трусов П.В., Грибов Д.С., Янц А.Ю.

Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Пермь, Россия, <u>crocinc@mail.ru</u>

В современных технологиях переработки материалов процессы интенсивного пластического деформирования (ИПД) играют весьма важную роль, особенно при получении текстурированных, субмикро- и нанокристаллических материалов, обладающих высокими рабочими характеристиками. С позиций классической (макрофеноменологической) механики деформируемого твердого тела (МДТТ) используемые в процессах ИПД материалы относятся к средам с памятью, реакция которых на воздействия определяется предысторией нагружения, его сложностью. Для количественной оценки последней в теории пластичности широко применяются введенные А.А. Ильюшиным понятия (векторов напряжений и деформаций, траектории деформации, образа процесса нагружения) [1].

С другой стороны, в последние десятилетия интенсивно развиваются модели, часто называемые физическими теориями пластичности (ФТП), основанные на введении внутренних переменных – параметров, описывающих эволюционирующую мезо- и микроструктуру поликристаллических материалов [2].

В работе используется модель, основанная на двухуровневом подходе к рассмотрению неупругого деформирования поликристаллических металлов. В качестве макроуровня используется уровень представительного макрообъема материала, а под мезоуровнем подразумевается уровень отдельного кристаллита.

Конститутивная модель макроуровня представляется следующей совокупностью соотношений:

$$\begin{cases} \boldsymbol{\Sigma}^{r} \equiv \dot{\boldsymbol{\Sigma}} + \boldsymbol{\Omega}^{T} \cdot \boldsymbol{\Sigma} + \boldsymbol{\Sigma} \cdot \boldsymbol{\Omega} = \boldsymbol{\Pi} : \boldsymbol{D}^{e} = \boldsymbol{\Pi} : (\boldsymbol{D} - \boldsymbol{D}^{in}), \\ \boldsymbol{\Omega} = \boldsymbol{\Omega} \Big(\boldsymbol{\omega}_{(i)}, \boldsymbol{\Pi}_{(i)}, \boldsymbol{\sigma}_{(i)} \Big), i = 1, ..., N, \\ \boldsymbol{\Pi} = \boldsymbol{\Pi} \big(\boldsymbol{\Pi}_{(i)}, \boldsymbol{o}_{(i)} \big), i = 1, ..., N, \\ \boldsymbol{D}^{in} = \boldsymbol{D}^{in} \big(\mathbf{d}_{(i)}^{in}, \, \boldsymbol{\Pi}_{(i)}, \boldsymbol{\omega}_{(i)} \big), i = 1, ..., N, \end{cases}$$
(1)

где Σ – тензор напряжений Коши, **П** – тензор модулей упругости, **D**, **D**^e, **D**ⁱⁿ – тензор деформации скорости, его упругая и неупругая составляющая, индекс «г» означает независящую от выбора системы отсчета производную, **Ω** – тензор спина макроуровня; **п**_(*i*), **σ**_(*i*), **d**ⁱⁿ_(*i*), **o**_(*i*) – тензоры модулей упругости, напряжений, неупругой составляющей деформации скорости, спина и ориентации *i*-го кристаллита, *N* – число кристаллитов.

На мезоуровне (уровне кристаллита) в двухуровневой модели используется следующая система соотношений (номер кристаллита опущен):

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\sigma}^{\mathrm{r}} &= \dot{\boldsymbol{\sigma}} - \boldsymbol{\omega} \cdot \boldsymbol{\sigma} + \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\omega} = \boldsymbol{\Pi} : \boldsymbol{d}^{\mathrm{e}} = \boldsymbol{\Pi} : (\boldsymbol{d} - \boldsymbol{d}^{\mathrm{in}}), \\ \boldsymbol{d}^{\mathrm{in}} &= \sum_{i=1}^{K} \dot{\boldsymbol{\gamma}}^{(i)} \boldsymbol{m}_{(S)}^{(i)}, \\ \dot{\boldsymbol{\gamma}}^{(i)} &= \dot{\boldsymbol{\gamma}}_{0} \left| \frac{\boldsymbol{\tau}^{(i)}}{\boldsymbol{\tau}_{c}^{(i)}} \right|^{1/n} H(\boldsymbol{\tau}^{(i)} - \boldsymbol{\tau}_{c}^{(i)}), \ i = 1, \dots, K, \\ \dot{\boldsymbol{\tau}}_{c}^{(i)} &= f(\boldsymbol{\gamma}^{(j)}, \dot{\boldsymbol{\gamma}}^{(j)}), \ i, j = 1, \dots, K, \\ \hat{\boldsymbol{\nabla}} \mathbf{v} = \hat{\boldsymbol{\nabla}} \mathbf{V}, \end{aligned}$$
(2)

где **б** – тензор напряжений Коши, **п** – тензор четвертого ранга упругих свойств кристаллита, **d**, **d**^e, **d**ⁱⁿ – тензор деформации скорости, его упругая и неупругая составляющие на мезоуровне, $\gamma^{(i)}$, $\tau_c^{(i)}$ – накопленный сдвиг и критическое напряжение сдвига по *i*-й системе скольжения, $\dot{\gamma}_0$, *n* – константы материала, $\tau^{(i)}$ – действующее в *i*-й системе скольжения касательное напряжение, $H(\cdot)$ – функция Хэвисайда, *K* – число систем скольжения для рассматриваемого типа решетки.

В [3] рассмотрена задача согласования определяющих соотношений различных масштабных уровней в двухуровневых моделях неупругого деформирования:

$$\boldsymbol{\Pi} = <\boldsymbol{\Pi} >, \ \boldsymbol{\Sigma} = <\boldsymbol{\sigma} >, \ \boldsymbol{D} = \langle \boldsymbol{d} \rangle.$$
(3)

Показано, что тензоры спина макроуровня Ω и неупругой составляющей тензора деформации скорости **D**ⁱⁿ следует определить соотношениями:

$$\Omega = <\omega>, \tag{4}$$

$$\mathbf{D}^{in} = <\mathbf{d}^{in} > +\mathbf{\Pi}^{-1}: <\mathbf{n}': \mathbf{d}^{in'} > -\mathbf{\Pi}^{-1}: (<\boldsymbol{\omega}'\cdot\boldsymbol{\sigma}' > - <\boldsymbol{\sigma}'\cdot\boldsymbol{\omega}' >), \qquad (5)$$

где штрихами обозначены отклонения соответствующих величин от их средних значений по представительному макрообъему.

В качестве основного закона упрочнения в (2)₄ использовалось соотношение вида [4]:

$$\dot{\tau}_{c}^{(k)}\left(\gamma^{(i)},\dot{\gamma}^{(i)}\right) = G\left(\sum_{i=1}^{24} a_{i}^{(k)} \frac{\left(\gamma^{(i)}\right)^{\psi} \dot{\gamma}^{(i)}}{\left(\sum_{i=1}^{24} \gamma^{(i)}\right)^{\delta}}\right), \ k = \overline{1, 24}, \ \psi > 0, \ \gamma^{(i)} \ge 0, \tag{6}$$

где $a_i^{(k)}$ – матрица безразмерных коэффициентов; *G* – модуль сдвига.

Представляет интерес проверка выполнения постулата постулат изотропии в частной форме для случая сложного нагружения представительного макрообъема («макрообразца») [5]. В качестве двух траекторий, отличающихся лишь ориентацией в пространстве деформаций, но с одинаковой внутренней геометрией, были взяты следующие:

1) растяжение вдоль оси $\Im_1 \to$ деформирование вдоль оси \Im_3 , (7)

2) деформирование вдоль оси
$$\Im_3 \to$$
 растяжение вдоль оси \Im_1 . (8)

На рис. 1 представлены образы процессов нагружения для различных траекторий деформирования с изломом (7) и (8), числами у концов векторов обозначены интенсивности напряжений.



Рис. 1. Образы процессов для различных траекторий деформирования с изломом (7) и (8); слева – численный эксперимент [6], справа – натурный (сталь 40) [7].

Для рассматриваемых траекторий были получены проекции образов процессов на плоскость \Im_1 – \Im_3 , по которым можно судить о выполнении постулата изотропии, а именно: до излома траектории угол между напряжением и скоростью деформаций одинаков и близок к 0°, при этом расчетные и экспериментально измеренные модули вектора напряжений отличается не более чем на 1%; после излома углы между касательной к траектории деформирования и векторами напряжений и модули вектора напряжений отличаются не более чем на 2%. Из сопоставления длин векторов напряжений нетрудно видеть снижение (примерно на 7-8%) интенсивности напряжения течения (эффект «нырка» напряжений). Из вышесказанного можно заключить о хорошем качественном и количественном согласовании результатов [6].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №12-08-01052-а, №13-01-96006 р_урал_а, 14-01-00069-а, 14-01-96008 р_урал_а), гранта Президента РФ №МК-390.2013.1.

- 1. Поздеев А.А., Трусов П.В., Няшин Ю.И. Большие упругопластические деформации: теория, алгоритмы, приложения. – М.: Наука, 1986. – 232 с.
- Trusov P.V., Ashikhmin V.N., Volegov P.S., Shveykin A.I. Constitutive relations and their application to the description of microstructure evolution// Physical Mesomechanics. – Vol. 13, Is. 1-2. – Pp. 38-46.
- Трусов П.В., Волегов П.С., Янц А.Ю. Двухуровневые модели поликристаллов: о разложении движения на макроуровне // Физическая мезомеханика. – 2013. – Т. 16, № 5. – С. 17-23.
- Trusov P.V., Volegov P.S. Internal variable constitutive relations and their application to description of hardening in single crystals// Physical Mesomechanics. – Vol. 13, Is. 3-4. – Pp. 152-158.
- 5. Трусов П.В., Волегов П.С., Янц А.Ю. Двухуровневые модели поликристаллов: о независимости образа процесса нагружения представительного макрообъема// Физическая мезомеханика. – 2013. – Т. 16. – № 6. – С. 33-41.
- Трусов П.В., Волегов П.С., Янц А.Ю. Двухуровневые модели поликристаллов: приложение к анализу сложного нагружения // Физическая мезомеханика. 2013. Т. 16. № 6. С. 43-50.
- 7. Зубчанинов В. Г. Основы теории упругости и пластичности: Учеб. для машиностроит. спец вузов. М.: Высшая школа, 1990 368с.

УПРАВЛЕНИЕ ТЕРМОПРОЧНОСТЬЮ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ И СФЕРИЧЕСКИХ ОБОЛОЧЕК

Власов Н.М., Челяпина О.И.

Подольский институт (филиал) ФГБОУ ВПО «Московский государственный машиностроительный университет (МАМИ)», Подольск, Россия

Цилиндрические и сферические оболочки ядерной техники предназначены для удержания продуктов деления и примесей внедрения при выгорании ядерного топлива [1,2]. Нарушение сплошности подобных систем определяется уровнем и характером распределения температурных напряжений при эксплуатации [3,4]. Наиболее опасными считаются окружные напряжения. Они способствуют развитию нарушения сплошности на внешней поверхности оболочек. Действительно, внутренняя поверхность цилиндрических и сферических оболочек находится при более высокой температуре по сравнению с внешней. Поэтому окружные и продольные термонапряжения в цилиндрических оболочках и окружные в сферических системах являются, как правило, растягивающими и имеют логарифмическую зависимость от радиальной координаты (рассматривается одномерный случай для состоянии плоской деформации) [5–8]

$$\sigma_{\phi\phi}^{t} = \frac{\alpha\mu(1+\nu)(T_{1}-T_{2})}{(1-\nu)\ln\frac{R}{r_{0}}} \left\{ 1 + \ln\frac{r}{R} + \frac{\left(\frac{r_{0}}{r}\right)^{2} + \left(\frac{r_{0}}{R}\right)^{2}}{1 - \left(\frac{r_{0}}{R}\right)^{2}} \ln\frac{r_{0}}{R} \right\},$$
(1)

где $\sigma_{\phi\phi}^{\prime}$ — окружные температурные (thermal) напряжения, r_0 и R — внутренний и внешний радиусы цилиндрической оболочки, α — коэффициент термического расширения, μ — модуль сдвига, v — коэффициент Пуассона, T_1 и T_2 — температура внутренней и внешней поверхностей оболочки ($T_1 > T_2$). Анализ соотношения (1) показывает, что для принятых температурных условий термонапряжения на внешней поверхности оболочки являются растягивающими, а на внутренней — сжимающими. Из приведенной зависимости видно, что по абсолютной величине напряжения сжатия при $r = r_0$ превышают соответствующие значения напряжений для свободной от внешних нагрузок системы. Интеграл по объему от первого инварианта тензора термонапряжений (сумма диагональных компонент) равен нулю. Физически это означает, что в линейной теории термоупругости изменение объема оболочки зависит только от температурного расширения материала. Термонапряжения не приводят к изменению объема материала. Окружные термонапряжения в сферической оболочки обозначим через $\sigma_{\mu 0}^{\prime}$

$$\sigma_{\theta\theta}^{t} = \frac{\alpha\mu(1+\nu)(T_{1}-T_{2})}{(1-\nu)} \left\{ \frac{\left(2-\frac{R}{r}\right)\left[\left(\frac{R}{r_{0}}\right)^{2}+\frac{R}{r_{0}}\right]-\frac{R}{r}-\left(\frac{R}{r}\right)^{3}}{\left(\frac{R}{r_{0}}\right)^{3}-1} \right\}.$$
(2)

Все обозначения соответствуют принятым ранее. Температурный перепад между поверхностями оболочки и отношение радиусов остаются неизменными.

Сущность управления термопрочностью оболочек заключается в снижении или полном устранении напряжений растяжения на внешней поверхности цилиндрических и сферических оболочек. Это достигается путем предварительного образования начальных напряжений для компенсации эксплуатационных термонапряжений на внешней поверхности оболочек.

Рассмотрим образование начальных напряжений дисклинационной природы разного знака при одинаковой координатной зависимости в цилиндрической оболочке. Двусвязную область оболочки превращают в односвязную путем проведения радиального разреза. Двум поверхностям разреза придается малое угловое смещение. Нарушение сплошности восстанавливается за счет добавления недостающего материала. Система снова приобретает двусвязность, но уже с внутренними напряжениями. Внешняя поверхность цилиндрической оболочки находится в состоянии сжатия, а внутренняя в состоянии растяжения. При этом угловое смещение берегов разреза оболочки выбирается таким образом, чтобы внутренние напряжения оставались упругими. Окружные напряжения идентичны напряжениям клиновой дисклинации [9]

$$\sigma_{\phi\phi}^{d} = -\frac{\mu\omega}{2\pi(1-\nu)} \left\{ 1 + \ln \frac{r}{R} + \frac{\left(\frac{r_{0}}{r}\right)^{2} + \left(\frac{r_{0}}{R}\right)^{2}}{1 - \left(\frac{r_{0}}{R}\right)^{2}} \ln \frac{r_{0}}{R} \right\},$$
(3)

где $\sigma_{\phi\phi}^{d}$ – окружные напряжения дисклинационного (disclination) типа, ω – угол поворота берегов разреза цилиндрической оболочки (измеряется в радианах). Остальные обозначения соответствуют принятым ранее. Соотношения (1) и (3) с точностью до знака и соответствующих постоянных имеют одинаковую координатную зависимость.



Рис. Приведенные окружные напряжения дисклинационного типа в зависимости от безразмерного радиуса при $\frac{R}{r_0} = 1.5 : 1)$ цилиндрическая оболочка; 2) сферическая оболочка

Внутренние напряжения дисклинационного типа можно создать и в сферической оболочке. Для этого линию вдоль радиуса раздвигают на телесный угол Ω и помещают туда недостающий материал. После проведения такой операции внешняя поверхность сферической оболочки находится в состоянии сжатия, а внутренняя – в состоянии растяжения. Внутренние напряжения подобной системы идентичны стереодисклинациям (дисклинациям Маркса–Иоффе) [9]

$$\sigma_{\theta\theta}^{d} = \frac{\Omega\mu(1+\nu)}{3\pi(1-\nu)} \left\{ \frac{1/2 + \ln r/R}{R} + \frac{2 + \left(\frac{R}{r}\right)^{3}}{2\left[\left(\frac{R}{r_{0}}\right)^{3} - 1\right]} \ln \frac{r_{0}}{R} \right\},$$
(4)

где $\sigma_{\theta\theta}^{d}$ – окружные напряжения дисклинационного типа в сферической оболочке. Их координатная зависимость отличается от окружных термонапряжений в оболочке той же геометрии. Телесный угол Ω выбирается таким образом, чтобы при заданном отношении $\frac{R}{r_0}$ величина $\sigma_{\theta\theta}^{d}$ не превышала предел текучести материала. Другими словами, при образовании начальных напряжений отсутствует деформационное упрочнение материала.

Термопрочность оболочек разной геометрии зависит от уровня и характера распределения термонапряжений при эксплуатации элементов конструкций. Условия работы оболочек таковы, что внешняя приповерхностная область оболочек находится в состоянии растяжения, а внутренняя – в состоянии сжатия. Это обусловлено характером распределения температуры: внутренняя поверхность оболочек имеет более высокую температуру по сравнению с внешней. Поэтому основной принцип управления термопрочностью оболочек сводится к уменьшению или полному исключению растягивающих термонапряжений на внешней поверхности оболочек. Математическая сущность процесса управления заключается в использовании теории управления системами, законов тензорной алгебры и принципа суперпозиции в линейной теории механики сплошной среды.

- Власов Н.М., Федик И.И. Тепловыделяющие элементы ядерных ракетных двигателей. М. :ЦНИИатоминформ, 2001. 205 с.
- 2. Власов Н.М., Драгунов Ю.Г. Диффузионная проницаемость оболочек тепловыделяющих элементов (твэл). // Проблемы машиностроения и автоматизации. –2012, №3. С. 124-129.
- Вишняков М.А. Особенности формирования микронапряжений в поверхностном слое лопаток ГТД, упрочненных термопластическим методом. // Проблемы машиностроения и автоматизации. – 2013, №1. С. 96-100.
- 4. Барвинок В.А., Вишняков М.А. Повышение надежности деталей турбины газотурбинного двигателя технологическими методами упрочнения. // Проблемы машиностроения и автоматизации. 2013, №1. С. 138-141.
- 5. Тимошенко С.П., Гудьер Дж. Теория упругости. / Пер. с англ. М.:Наука, 1979. 560с.
- 6. Боли Б., Уэйнер Дж. Теория температурных напряжений. / Пер. с англ. М.:Наука, 1964. 506с.
- 7. Соколовский В.В. Теория пластичности. –М.: Высшая школа, 1969. 605с.
- Ковтанюк Л.В., Мурашкин Е.В. Формирование полей остаточных напряжений у одиночных сферических включений в идеальной упругопластической среде. // Механика твердого тела. 2009, №1. С.94-104.
- 9. Gryaznov V.G., Kaprelov A.M., Polonskii I.A. and Romanov A.E. Disclinations in Heterogeneous Small Particles. // Phys. Stat. Sol. (b). 1991, vol. 167. Pp. 29-36.

ВЛИЯНИЕ ВИНТОВЫХ ДИСЛОКАЦИЙ НА ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И ПРОЧНОСТЬ КВАРЦА

Веттегрень В.И.¹, Соболев Г.А.², Киреенкова С.М.², Морозов Ю.А.², Смульская А.И.², Мамалимов Р.И.¹, Кулик В.Б.¹

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН. С-Петербург, Россия <u>Victor.Vettegren@mail.ioffe.ru</u> ²Институт физики Земли им. О.Ю.Шмидта РАН. Москва, Россия

Известно, что фазовый $\alpha \rightarrow \beta$ переход в совершенной кристаллической решетке кристалла кварца происходит при 846 К. Однако, поверхностные слои кристаллов кварца обычно содержат винтовые дислокации роста [10–12]. Они возникают на границах между растущими навстречу друг другу зернами кристаллов, так как расположение их кристаллографических плоскостей в пространстве, как правило, не совпадает. Искажения кристаллической решетки около дислокаций могут стимулировать образование зародышей новой фазы с линейными размерами ~ 1 μ m значительно ниже 846 К и размыть фазовый переход. Первые результаты, исследований, в которых сообщается о размытии α , β перехода в поверхностных слоях кварца, описаны в работах [1,2]. Данная работа суммирует результаты исследований размытого фазового перехода в кристаллах синтетического и природного кристаллов кварца.

Чтобы измерить концентрацию α-фазы измеряли спектры отражения инфракрасного излучения от поверхности кристалла и рассчитывали из них спектры затухания є"(v). Нас интересовали изменения интенсивности и частоты максимума полос 695, 795 и 1065 сm⁻¹ при изменении температуры. Они приписаны колебаниям кристаллической ячейки α-фазы кварца. Амплитуда электрического вектора света, падающего на поверхность поглощающего образца, затухает экспоненциально от поверхности вглубь. Толщина поверхностного слоя, о строении которого несет информацию спектр затухания, задана глубиной *h*, на которой его интенсивность света уменьшается в $e^2 - 8$ раз. Выбирая полосы с различной величиной затухания, можно измерить концентрацию α-фазы в слоях различной толщины. В максимуме полос 1065, 795 и 693 сm⁻¹ она равна ~ 0,15, ~ 0,8 и ~ 6 μ m, соответственно. Температурные зависимости концентрации α фазы в поверхностных слоях синтетического и природного кварца показаны на рис. 1.



Рис. 1. Полосы 695 ст⁻¹ (*a*) и 795 ст⁻¹ (*b*) в спектрах є "(*v*) кварца при температурах *T*, К: 1 – 295, 2 – 504, *3* – 812.

Известно, что температура фазового перехода $\alpha \rightarrow \beta$ составляет 846 К. Поэтому ожидалось, что при увеличении температуры до ~ 800 К содержание α -фазы будет приблизительно постоянно, и только при приближении к 846 К начнет резко уменьшаться. Это оказалось справедливым для объема синтетического и натурального кварца и для поверхностного слоя синтетического кварца толщиной ~ 0.15 µm (рис.2).



Рис. 2. Температурные зависимости концентрации ячеек α-кварца в поверхностных слоях синтетического (*a*) и натурального (*b*) кристаллов кварца различной толщины, μm: 1 - ~ 10, 2 - ~ 0,8, 3 - ~ 0.15

Концентрация α -фазы в них при повышении температуры от комнатной до 800 К осталась неизменной, а при более высокой температуре начала уменьшаться. Однако в слоях толщиной – ~ 0.8 и ~ 10 µm синтетического кварца и в во всех поверхностных слоях природного кварца концентрация α -фазы начинала уменьшаться уже при 350 К. Наиболее значительные изменения концентрации α -фазы наблюдались в слое толщиной ~ 10 µm. При нагреве до 500 К концентрация α -фазы в синтетическом кварце уменьшилась в ~ 2 раза, а при 812 К – более, чем в 5 раз. Концентрации α -фазы натурального кварца в этом же слое при ~ 370 уменьшилась до ~ 60%, затем увеличилась до 80%, при 570 К снова уменьшилась до ~ 60%, а затем снова увеличилась до ~ 70%.

В области частот 402–410 сm⁻¹ в спектрах отражения, записанных при температуре выше 500 К, наблюдали появление максимума при ~ 405 сm⁻¹, приписанного колебаниям кристаллической решетки β -фазы кварца [2,4]. Это показывает, что уменьшение концентрации α -фазы сопровождается ростом концентрации β -фазы.

Полученные нами данные показывают, что в образцах кварца существует слой, расположенный на расстоянии от ~ 1 μ m от его поверхности и имеющий толщину ~10 μ m, в котором фазовый переход «размыт» на ~ 500 К: он начинается при температуре 350 К и «растянут» до 800 К.

Механизм возникновения размытых фазовых переходов был развит в работах [3,4]. Согласно этим исследованиям, размытие вызвано образованием зародышей новой фазы с линейными размерами порядка 1 µm из-за искажений кристаллической решетки около дислокаций [21,22]. Концентрация ростовых дислокаций в кварце достигает 10^3 cm⁻². Фазовый переход начинается около дислокаций, в наиболее искаженных областях, затем, по мере повышения температуры, он распространяется на все в менее и менее искаженные области кристалла.

Вернемся вновь к рассмотрению рис. 1. Видно, что увеличение температуры вызывает смещение максимума полос в спектре затухания є"(v). Смещение частоты пропорционально деформации кристаллической решетки, причем коэффициент пропорциональности для выбранных полос в ИК-спектре известен []. Существуют две причины, вызывающие деформацию: тепловое расширение и увеличение концентра-

ции β-фазы. Объем и модуль упругости β-фазы больше, чем α-фазы [11, 12, 15, 27]. Поэтому β-фаза «давит» на α-фазу и деформирует его кристаллическую ячейку. Тепловое расширение кристалла кварца известно. Вычитая смещение, вызванное тепловым расширением из общего смещения нашли давление, вызванное ростом концентрации β-фазы.



Рис. 3. Температурная зависимость напряжений в слоях кристалла синтетического (*a*) и природного (*b*) кварца различной толщины, µm: 1 – ~ 0,15; 2 – ~ 0,8; 3 – ~ 10

Видно, что в слоях, толщиной ~ 0.15 и ~ 0.8 µm при 350–400 К появляются растягивающие напряжения. Величина этих напряжений в слое в снтетическом кварце достигает ~ 450, природном ~ 180 МРа. Появление таких напряжений приводит к резкому ослаблению поверхностных слоев кварца. Уже при ~ 400 К на поверхности образцов наблюдали появление микротрещин, видимых в оптический микроскоп. Часто исследуемые образцы при 400–500 К разрушались в отсутствии приложенных к ним внешних напряжений. Так, из 10 измерений только в двух случаях удалось увеличить температуру до ~ 820 К, при которой они распадались на фрагменты размером в несколько mm.

Выводы:

1. Винтовые дислокации вызывают размытие фазового α-β перехода на ~ 500 К.

2. Рост концентрации β-фазы вызывает появление растягивающих напряжений в поверхностном слое кварца и его растрескивание.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 130500010.

- В.И. Веттегрень, Р.И. Мамалимов, Г.А. Соболев. // Физика твердого тела. 2013. Т. 55. В. 10. С. 1987-1992.
- В.И. Веттегрень, Г.А. Соболев, С.М. Киреенкова, Ю.А. Морозов, А.И. Смульская, Р.И. Мамалимов, В.Б. Кулик. // Физика твердого тела. 2014. Т. 56. В. 6. С. 1180-1185.
- 3. В. Кенциг. Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики М.: ИЛ. (1960). 235 с.
- 4. Г.А. Малыгин. // УФН. 2001. Т. 171. Вып. 2. С. 187-212.

СВЯЗЬ КИНЕТИКИ РАЗРУШЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ С ЭВОЛЮЦИЕЙ МИКРОСКОПИЧЕСКИХ ПОР И ТРЕЩИН

Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г.

ФГБУН ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия Vladimir.Betekhtin@mail.ioffe.ru

Кинетический подход к разрушению как к процессу непрерывного накопления в нагруженных материалах дефектов (повреждаемости) интенсивно развивался механиками и физиками Ленинградской школы прочнистов (Л.М.Качанов, В.В.Новожилов, С.Н. Журков и др.).

В данном сообщении предполагается рассмотреть полученные, в основном в ФТИ, экспериментальные данные, которые свидетельствуют главным образом о роли в разрушении эволюции (т.е. развития и залечивания) таких элементов повреждаемости, как микропоры и микротрещины.

Действительно, мельчайшие поры и трещины наряду с дислокациями и вакансиями являются типичными дефектами металлических материалов [1]. Они образуются в нагруженных металлах и сплавах по хорошо известным механизмам, основанным на локализации сдвиговой (дислокационной) и ротационной (дисклинационной) деформации, а при очень высоких температурах – коагуляции неравновесных вакансий. Кроме того, такие дефекты зарождаются при некоторых способах получения и обработки металлических материалов, например, при закалке (особенно при сверхбыстрой), при получении электролитических и напыленных пленок, порошковых сплавах, при радиационных воздействиях, а также в процессе интенсивных пластических деформаций, которые в настоящее время используют для получения высокопрочных нано и микрокристаллических материалов.

Согласно кинетическому подходу образования, накопление и развитие микронесплошностей начинается практически с момента приложения к материалу любой (а не только некой «предельной») нагрузки уже на ранней стадии его пластической деформации и идет в течении всего времени нахождения под нагрузкой (при испытании в режиме ползучести или усталости - в течении всей долговечности).

В зависимости от условий испытания и степени пластичности материала кинетика накопления и развития микронесплошностей имеет некоторые особенности. Физический подход к разрушению, как к кинетическому процессу, включает представление об его трех основных стадиях [1,2].

Начальная стадия, связанная с локализацией сдвиговой и ротационной деформации занимает около 5% от общей деформации в момент разрушения. Для металлических материалов в пластичном состоянии при испытании в режиме ползучести в области умеренных температур множественное образование зародышевых (размером ≤0,1 мкм) несплошностей проходит в основном в тонких (порядка десятков или сотен микрон в зависимости от толщины образцов) приповерхностных слоях, в которых скорость накопления и, как следствие, концентрация микронесплошностей, на 2-3 порядка больше, чем в объеме образцов. Таким образом, для указанных условий основная стадия процесса разрушения связана с накоплением и коалисценцией зародышевых микронесплошностей в приповерхностных слоях деформируемых металлических образцов. Именно в этих слоях на заключительной стадии разрушения формируется вследствие слияния микронесплошностей критическое разуплотнение ≈1%, обуславливающее образование макротрещины с развитием последней в глубь материала. Важная роль в развитие повреждаемости именно приповерхностных слоев связана с особенностью формирования в них дислокационных и дисклинационных структур, ответственных за развитие микроповреждений [2].

При переходе в область повышенных температур, в частности, в области высокотемпературной (≥ 1/2 Тпл.) ползучести, кинетика микроразрушения имеет свои особенности. В этой области образование микроповреждений на ранней стадии нагружения также начинается в приповерхностных слоях, однако, задолго до макроразрушения скорости процесса микроразрушения в приповерхностных слоях и в объеме образцов уравниваются и развитие повреждаемости достаточно быстро переходит в объем материала. Причиной этого является интенсификация процесса залечивания приповерхностных микронесплошностей, в основе которого лежит механизм их вакансионного растворения с миграцией вакансии на естественный сток – поверхность. При залечивании зародышевых микронесплошностей, образующихся в объеме металлов, стоком для вакансий будут несплошности более крупного размера. Поэтому разуплотнение от микропор и трещин в объеме (в отличие от приповерхностных слоев) будет непрерывно накапливаться и его критическая величина, ведущая к образованию макротрещины, может формироваться и в объеме.

Изучение особенностей квазихрупкого микроразрушения было проведено с помощью сканирующей и просвечивающей электронной микроскопии при растяжении монокристаллов NaCl in situ. Установлено, что практически все микротрещины образуются на поверхности, а их концентрация в объеме на 4–5 порядков меньше [1, 2]. Множественное образование остроконечных поверхностных микротрещин (при деформации металлов, находящихся в пластичном состоянии, микротрещины имеют, как правило, затупленную, порообразную форму) начинается при пластической деформации $\varepsilon = 0,1\%$. Так как общая деформация в момент разрыва NaCl $\varepsilon = 2\%$, образование микротрещин, как и в случае вязкого разрушения, начинается при деформации ~5% от разрывной. Однако, в отличие от вязкого разрушения, число микротрещин с ростом деформации практически не увеличивается, в то время как их длины скачкообразно и хаотично растут. Макроразрушение наступает в момент достижения одной из растущих микротрещин критического размера.

В последнее время большое число работ посвящено исследованию структуры и свойств нано и микрокристаллических металлов и сплавов, полученных в результате интенсивной пластической деформации (ИПД). В [3] было показано, что интенсивная пластическая деформация сопровождается, однако, образованием нанопористости. Эта нанопористость существенно влияет на долговечность ультракристаллических металлов и сплавов при их испытании в режиме ползучести или усталости, то есть является фактором, который частично или полностью может нивелировать эффект упрочнения указанного класса материалов. Залечивание образовавшейся при ИПД нанопористости под влиянием гидростатического давления ведет к увеличению долговечности ультрамикрокристаллических металлов, то есть повышает их работоспособность.

Для аморфных сплавов, полученных методом сверхбыстрой закалки из расплава, модернизированным методом МРР впервые была получена информация о размерах, концентрации, форме и распределении по объему технологической пористости [4]. Установлено, что распределение пор по размерам носит, в основном, бимодальный характер (размеры ~ 20 и ~ 100 нм), при этом крупная фракция пор сосредоточена в тонких (~ 2–3 мкм) приповерхностных слоях внешней стороны аморфных лент. Последнее может быть обусловлено тем, что специфика действия формообразующих сил при закалке ведет к образованию в контактной поверхности повышенной концентрации дефектов меньшего размера, а у внешней - высокой концентрации нанопор большого размера. Залечивание «объемных» технологических нанопор в аморфных сплавах за счет воздействия гидростатического давления или отжига ведет к росту прочности, микротвердости, температуры вязко-хрупкого перехода, температуры начала кристаллизации [4]. Установлено, что эффект повышения свойств при отжиге (залечивание реализуется механизмом вязкого течения) больше, чем при действии давления (залечивание происходит механизмом локализованного сдвига)

Уменьшение деформационной и технологической микропористости, например, за счет её залечивания при воздействии повышенных температур или давлений (гидростатических, ударных и др.) ведет, как правило, к повышению механических свойств металлов и сплавов. При выборе оптимальных технологий залечивания, дающих максимальный эффект упрочнения, необходимо учитывать ряд факторов. На основании анализа рассмотренных выше закономерностей развития и залечивания микронесплошностей и влияния их эволюции на механические свойства можно сформулировать рекомендации по повышению (восстановлению) работоспособности металлических материалов, которые выработали часть своего ресурса по условиям эксплуатации или содержат исходные (технологические) микроскопические трещины и поры:

1. Микротрещины и поры локализуются, в основном, на поверхности изделий. В этом случае наиболее эффективна либо поверхностная обработка (например, пневмодинамический наклеп), либо удаление поврежденного поверхностного слоя. К примеру, в случае испытания в режиме малоцикловой усталости (при которой большинство микронесплошностей выходят на поверхность образцов) пневмодинамический наклеп образцов стали 30ХГСН2А, выработавших 30-50% своего ресурса, позволяет увеличить время до разрушения в 2-3 раза.

2. Микроповреждения накапливаются в тонких приповерхностных слоях не выходя, как правило, на поверхность. Эффективен низкотемпературный отжиг, при котором локализуется трубочный транспорт вакансий от пор по ядрам дислокаций на поверхность. Промежуточный залечивающий отжиг при Т≤ 0,45Тпл К для образцов, выработавших около 50% своего ресурса, позволяет увеличить их долговечность в несколько раз. При этом максимальный эффект упрочнения наблюдается в достаточно узком интервале температур отжига.

3. Микронесплошности накапливаются при деформации (либо образуются изза особенностей технологии приготовления) во всем объеме металлических материалов. Эффективно залечивание за счет высоких гидростатических и ударных давлений, при которых локализуется дислокационный механизм уменьшения объема микроповреждений. Для металлов, испытуемых в режиме высокотемпературной ползучести, при котором реализуется «объемное» накопление микроповреждений, промежуточное залечивание за счет гидростатического давления позволяет продлить долговечность в два и более раза. Эффективным оказывается и отжиг в поле механических сил (например, воздействие сжимающих напряжений, гидростатического напряжения и др.).

- 1. П.Г.Черемской, В.В.Слезов, В.И.Бетехтин. «Поры в твердом теле». Энергоатомиздат, М., 1990, 374с.
- 2. В.И.Бетехтин, А.Г.Кадомцев. «Эволюция микроскопических трещин и пор в нагруженных твердых телах». ФТТ, т.47, в.5., 801, (2005).
- 3. В.И.Бетехтин, V.Sklenicka, А.Г.Кадомцев и др. ФТТ, т. 52, 8, 1517 (2010).
- 4. В.И.Бетехтин, А.Г.Кадомцев, О.В.Амосова. Изв. РАН. Сер. Физ. т.67, 6, 812 (2003).

ПРЕДЕЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ ТОНКОСТЕННЫХ ПЛАСТИН И ОБОЛОЧЕК С ПОВЕРХНОСТНЫМИ ТРЕЩИНАМИ В ПРИБЛИЖЕНИИ ДАГДЕЙЛА

Астафьев В.И., Яковлев А.С.

СГАУ, Самара, Россия vlast@ssu.samara.ru

В работе рассматривается и решается задача определение области возможных предельных состояний тонкостенных цилиндрических оболочек из идеального упругопластичного материала с несквозным трещиновидным дефектом. Приводится сопоставление экспериментальных и теоретических данных.

Решается задача определения предельных размеров дефектов, которые при заданном уровне эксплуатационных нагрузок могут привести к катастрофическому разрушению всей конструкции.

<u>Ключевые слова</u>: тонкостенная оболочка; эксплуатационные нагрузки; плосконапряжённое состояние; краевая задача; поверхностная трещина; модель Дагдейл*а*

В настоящее время в проектировании различных конструкций наряду с расчетами на прочность, устойчивость, долговечность и надежность все больше используются различные методы расчета конструкций на живучесть. Эта тенденция обусловлена необходимостью уже на этапе проектирования изделия оценить возможность функционирования элементов его конструкции с различными повреждениями с тем, чтобы обеспечить повышенную живучесть этого изделия при воздействии на него различных факторов внешней среды во время эксплуатации.

В работе [1] было получено решение в постановке Дагдейла для несквозных трещин в тонких пластинах, находящихся под действием растяжения и изгиба.

В настоящей работе рассматривается аналогичная задача для несквозных (поверхностных) трещин при растяжении, но с учётом влияния смещения пластической зоны при вершинах трещины.

В этом случае краевая задача будет записана в виде:

$$p(x) = \begin{cases} -P + \sigma_s \cdot \left(1 - \frac{a}{h}\right), & |x| \le l \\ -P + \sigma_s, & l \le |x| \le c \end{cases},$$

$$v(x) = 0, & |x| \ge c \end{cases}$$
(1)

где P – внешняя растягивающая нагрузка, σ_s – предел текучести; a = f(x) – глубина поверхностной трещины; v(x) – смещение берегов трещины и пластических зон.

Решение задачи (1) может быть представлено в виде:

$$v(x) = -\frac{1}{\pi \cdot E} \cdot \left\{ \left(-P + \sigma_s \right) \cdot \int_{-c}^{c} \Gamma(c, x, \xi) \cdot d\xi - \sigma_s \cdot \frac{b}{h} \cdot \int_{-l}^{l} \Gamma(c, x, \xi) \cdot d\xi + \sigma_s \cdot \frac{b}{h \cdot l^2} \cdot \int_{-l}^{l} \Gamma(c, x, \xi) \cdot d\xi \right\}, \ |x| \le c$$

$$(2)$$

Данное решение необходимо дополнить δ_c – критерием роста трещины (критерий Леонова-Панасюка [2]).

Не приводя все математические выкладки, запишем окончательные уравнения:

$$1 - y_0 = x \cdot \left(1 - \frac{2}{\pi} \cdot \theta_0(x, \delta_*)\right), \quad \text{где} \quad \text{tg} \frac{\theta_0}{2} = \frac{1 - e^{-\frac{1}{x}}}{1 + e^{-\frac{\delta_*}{x}}} = \text{th}\left(\frac{1}{2} \cdot \frac{\delta_*}{x}\right)$$
(3)

δ.

$$y_k = \frac{2}{\pi} \cdot \theta_k(\delta_*),$$
 где $\cos \theta_k = e^{-\delta_*},$ или $\operatorname{tg}^2 \frac{\theta_k}{2} = \frac{1 - e^{-\delta_*}}{1 + e^{-\delta_*}} = \operatorname{th}\left(\frac{1}{2} \cdot \delta_*\right)$ (4)

Можно показать, что при заданном δ_* будет выполняться следующее условие:

$$y_0(1,\delta_*) = \frac{2}{\pi} \cdot \theta_0(1,\delta_*) < y_k(\delta_*) = \frac{2}{\pi} \cdot \theta_k(\delta_*),$$

т.е. линия $y_0(x, \delta_*)$ пересечет линию $y_k(\delta_*)$ при некотором $x \le 1$, которое находится из следующего уравнения:

$$1 - y_0(\bar{x}, \delta_*) = 1 - y_k(\bar{x}, \delta_*) \Longrightarrow \bar{x} = \frac{1 - \frac{2}{\pi} \theta_k(\delta_k)}{1 - \frac{2}{\pi} \theta_k(\bar{x}, \delta_k)}$$
(5)

При распространении полученных результатов с тонкостенных пластин на тонкостенные цилиндрические оболочки, находящиеся под внутренним давлением p (с учётом поправки Фолиаса [3] на кривизну оболочки) можно сделать вывод, что при $x = a / h < \bar{x}$ проросшая на всю глубину поверхностная трещина далее не будет распространяться по всей длине стенки оболочки, находящейся под внутренним давлением (возникает «течь»), а при $x > \bar{x}$ трещина продолжит своё развитие, что в итоге может привести к катастрофическому разрушению всей конструкции при напряжениях ниже предела текучести материала. Данное обстоятельство определяется критерием «утечка перед разрушением».

Переход от пластин к оболочкам осуществляем с помощью уравнения:

$$K_{I} = M_{F} \cdot \sigma \cdot \sqrt{\pi l} = \frac{pR}{h} \left[\left(1 + 1, 61 \frac{l^{2}}{Rh} \right) \pi l \right]^{\frac{1}{2}}.$$
(6)

$$M_F = \sqrt{1 + 1.61 \frac{l^2}{Rh}} - \text{поправка Фолиаса}$$
(7)

где *p* – внутреннее давление в оболочке, *R* – радиус кривизны оболочки, *l* – длина трещины, *h* – толщина стенки оболочки.

Используя экспериментальные данные испытаний труб диаметром 762 мм с толщиной стенки 9,5 мм при наличии поверхностных дефектов, полученные в работе [4] (таблица 1) и перенося их на график, получим следующую картину рис. 1):

Обозна-	Длина	Глубина	Относитель-	Предел	Относи-	Интегральная	Критерий
чение	трещи-	трещи-	ная глубина	текучести,	тельная	безразмерная	(«Течь пе-
трубы	ны, мм	ны, мм	трещины,	кг/мм ² , σ_s	нагрузка,	характери-	ред разру-
	(L)	<i>(a)</i>	(x=a/h)		P/σ_s	стика д	шением»)
RR8	370,84	3,78	0,40	52,14	0,72	0,006	Разрушение
	222,25		0,40		0,78	0,028	
	83,82		0,40		0,94	0,413	
RR5	369,82	5,69	0,60	50,17	0,50	0,007	
	219,2		0,60		0,57	0,031	
RR9	83,82		0,60	47,18	0,92	0,504	
RR7	370,84	7,72	0,81	49,66	0,22	0,007	
RR4	224,03		0,81	49,89	0,32	0,030	
RR7	86,36		0,81	50,66	0,77	0,405	Течь
RR5	224.03	8,51	0,90	50,17	0,17	0,030	

Таблица 1. Экспериментальные данные [4] (А.Р. Даффи и др.)



Рис. 1. Сопоставление экспериментальных и теоретических данных (X – разрушение, 0 – «течь»)

Как видно из рис. 1, те значения функции, которые лежат выше кривой $x(\delta)$ интерпретируются как «течь», т.е. поверхностная трещина проросла в сквозную и «остановилась» (есть время для оценки ситуации и принятия необходимых мер по восстановлению конструкции), а те значения функции, которые лежат ниже кривой сигнализируют о том, что поверхностный дефект пророс в сквозной и продолжил рост вдоль оболочки, что в результате приведет к катастрофическому разрушению всей конструкции.

Основные достигнутые и ожидаемые результаты.

- построена модель разрушения для трещины в плоском напряжённом состоянии, являющаяся развитием δ_c -модели Леонова–Панасюкаи более детально описывающая процесс деформирования материала в пластических зонах;

- показан физический и механический смысл критического раскрытия трещины как критерия разрушения;

- установлена возможность практического использования предложенного модельного представления для оценки предельного состояния тонкостенных элементов конструкции с трещиновидными дефектами (для случая несквозных трещин также описана процедура получения оценки).

Результаты исследования могут найти своё применение в таких отраслях как машиностроение, авиация и космонавтика, нефтегазовая промышленность, атомная энергетика и т.п.

- 1. Civelek, M.B. Elastic-plastic problem for a part-through crack under extension and bending [Text] / M.B. Civelek, F.E. Erdogan // Int. J. Fract. 1982. Vol. 20, № 1. P. 33-46.
- 2. Леонов, М.Я. Розвиток найдрібніших тріщин в твердому тілі [Текст] / М.Я. Леонов, В.В. Панасюк // Прикл. Механіка 1959. Т. 5. № 4. С. 391–401.
- 3. Folias, E.S. A finite crack in a pressured cylindrical shell [Text] / E.S. Folias // Int. J. Fract. Mech. 1965. Vol. 1. P. 104-113.
- Даффи, А. Практические примеры расчёта на сопротивление хрупкому разрушению трубопроводов под давлением [Текст]/ А. Даффи, Р. Эйбер, У. Макси // Разрушение. Т.5 Расчёт конструкций на хрупкую прочность. – М.: Машиностроение, 1977. – С. 146-210.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ПОР В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ

Пронина Ю.Г.*, Бетехтин В.И.**, Даль Ю.М.*, Кадомцев А.Г.**

*Санкт-Петербургский государственный университет <u>y.pronina@spbu.ru</u> **Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург vladimir.betekhtin@mail.ioffe.ru

Согласно современным физическим концепциям, разрушение твердых тел является кинетическим процессом, протекающим практически в течение всего времени пребывания материалов под нагрузкой. Данный подход к проблеме разрушения согласуется с гипотезой накопления рассеянных повреждений, развитой Л.М. Качановым и Ю.И. Работновым. Зарождение и развитие микропор является одним из характерных механизмов начальной стадии разрушения. В связи с вышеизложенным, для понимания закономерностей процессов разрушения и возможностей повышения прочности материалов важное значение имеет исследование особенностей образования, развития и залечивания пор. В данной работе представлены некоторые результаты теоретических и экспериментальных исследований в этой области. Как известно, механизмы неупругого возникновения и исчезновения полостей под действием нагрузки в различных условиях сочетают в себе процессы объемной и поверхностной диффузии, движение дислокаций, межзеренное проскальзывание и пр. Представленная работа касается пластического деформирования в той мере, насколько его можно отделить от других типов формоизменения.

Теоретические расчеты в данной работе проведены на основе феноменологичесоотношений деформационной теории Девиса-Надаи, которые можно расских сматривать как экстраполяцию на область больших логарифмических деформаций основных зависимостей деформационной теории пластичности или теории течения. В частности, авторами [1] в рамках деформационной теории Девиса-Надаи для степенного закона деформирования, в отсчетной конфигурации построено аналитическое решение задачи о растяжении и сжатии толстостенной сферы, с учетом возможности сохранения количества вещества внутри полости. Проведен подробный математический анализ построенного решения. Доказаны существование предельной нагрузки при росте поры (под действием внутреннего давления или всестороннего растяжения), невозможность полного залечивания поры под действием давления (без потери устойчивости формы), возможность образования поры в сплошном шаре при его растяжении; дана оценка критической нагрузки порообразования. На рис. 1 приведены графики зависимостей относительного изменения объема поры Δ в неограниченном теле от величины относительной нагрузки *р*/*B* для различных показателей μ закона деформирования $\sigma_i = B \varepsilon_i^{\mu}$. Здесь p – давление; σ_i, ε_i – интенсивность напряжений и деформаций. Кривая 1 соответствует линейно-упругому материалу ($\mu = 1$), кривые 2, 3, 4 и 5 – значениям μ , равным 3/4; 1/2; 1/3 и 1/5 соответственно. Из графиков видно, что изменение объема пор происходит интенсивнее при более высоких показателях μ, близких к единице. Для уменьшения объема пор в более пластичных материалах требуется более высокое давление. Однако чем ближе µ к единице, тем меньше остаточные деформации после снятия нагрузки. Как видно из рис. 2, другим фактором, облегчающим залечивание поры, является уменьшение расстояния между порой и внешней границей тела. На рис. 2 приведены зависимости $\Delta - p/B$, соответствующие различным отношениям R/r (где R – наружный радиус

сферы, *r* – начальный радиус поры): 1 - R/r = 1.1; 2 - R/r = 1.5; 3 - R/r = 2; 4 - R/r = 5 и 5 - R/r = 10 (при $\mu = 2/3$).



Результаты теоретических расчетов были сопоставлены с экспериментальными данными авторов [2] о залечивании свободного объема в поликристаллических и аморфных сплавах под действием гидростатического давления. Например, на рис. 3 представлены зависимости уменьшения объема зернограничных пор в меди, имеющих почти эллиптическую форму. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют залечиванию одиночных пор с различными значениями эллиптичности *a/b*, равными 2; 4; 6; кривая 4 соответствует уменьшению объема цепочки пор. На рис. 4 показана зависимость среднего объема пор в аморфном сплаве (Fe 56 Co 24 Si 15 B 1.5) от величины приложенного давления: 1 – мелкая фракция (порядка 50 нм), 2 – крупная приповерхностная фракция (порядка 200 нм).



Зависимости на рис. 3 и 4 качественно согласуются с поведением кривых на рис. 1 и 2 для пластичных материалов ($\mu < 1$) и свидетельствуют об отсутствии четко выраженного порога залечивания и наличии диапазонов наиболее интенсивного уменьшения объема пор. Лучшее залечивание пор с высокой эллиптичностью подтверждается решением, представленным в [3], и обусловлено повышением коэффициента концентрации напряжений, а следовательно, и увеличением зон пластичности. К такому же эффекту приводит расположение пор вблизи внешних границ тела или внутренних границ соседних пор. Было установлено, что наиболее интенсивное залечивание протекает в приповерхностном слое толщиной, приблизительно равной двум диаметрам пор. Для исследуемых медных образцов этот слой составлял порядка 30 мкм при максимальных размерах пор a = 24 и b = 12 мкм. Данный результат согласуется с результатами, представленными на рис. 5 для задачи о полой сфере в рамках теории Девиса–Надаи.



Рис. 5.

На рис. 5 представлены зависимости внешней нагрузки q_R/B , необходимой для заданной деформации поры Δ , от относительного размера сферы R/r. Кривые 1–3 соответствуют сжатию поры при $\Delta = -0.8$; -0.5 и -0.2. Кривые 4–11 соответствуют увеличению объема поры при $\Delta = 0.2$; 0.5; 1; 2; 4; 10; 20 и 50. Здесь q_R – равномерная внешняя нагрузка (такая что $-q_R = p$). Из графиков видно, что если расстояние между порой и внешней границей достигает двух диаметров поры, кривые приближаются к горизонтальным асимптотам. Поры, лежащие в объеме, на расстоянии от границы, равном – все равно – пять или пятьдесят диаметров поры, при одном и том же давлении деформируются одинаково.

При рассмотрении ячеечной модели твердого пористого тела на основании обсуждаемой теории с учетом теоремы подобия А.А. Ильюшина были сделаны еще некоторые выводы. Представим себе набор твердых тел, каждое из которых в отдельности составлено из одинаковых полых сфер. Абсолютные размеры этих сфер в разных телах различны, но отношение R/r везде одинаково, что свидетельствует о равной доле свободного объема во всех телах. Под свободным объемом здесь понимается совокупность объемов как внутренних полостей в каждой сфере, так и промежутков между ними (причем при различных способах их укладки). Тогда из расчетов следует, что в телах с равной начальной долей свободного объема одинаковое давление приводит к одинаковому изменению объема независимо от абсолютных размеров пор и их количества. Уменьшение начальной доли свободного объема приводит к повышению максимальной нагрузки при растяжении и затруднению залечивания. Таким образом, для анализа возможности залечивания свободного объема необходимо знать как распределение пор разных размеров в приповерхностном слое и в объеме, так и начальную долю свободного объема.

- 1. Даль Ю.М., Пронина Ю.Г. Деформация шаровой поры в нелинейно-упругом теле. // Изв. РАН. Сер. физическая. 2006. Т. 70. № 9. С. 1341–1343.
- Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г. Эволюция микроскопических трещин и пор в нагруженных твердых телах // ФТТ. 2005. Т. 47. № 5. С. 801-807.
- Бетехтин В.И., Веселков С.Ю., Даль Ю.М., Кадомцев А.Г., Амосова О.В. Теоретическое и экспериментальное исследование влияния внешней нагрузки на поры в твердых телах // ФТТ. 2003. Т. 45. № 4. С. 618–624.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЧНОСТИ СЦЕПЛЕНИЯ И УПРУГИХ СВОЙСТВ НАПЫЛЕННЫХ КЕРАМИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ ПРИ РАСТЯЖЕНИИ ПЛОСКИХ ОБРАЗЦОВ

Долгов Н.А.¹, Смирнов И.В.² Бесов А.В.³, Шоркин В.С.⁴

¹ Институт проблем прочности им. Г.С. Писаренко НАН Украины, Киев, Украина, dna@ipp.kiev.ua

² Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт», Киев, Украина ³ Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича НАН Украины,

Киев, Украина

⁴ ФГБОУ ВПО «Госуниверситет — УНПК», Орел, Россия

Плазменнонапыленные керамические покрытия на металлическом подслое широко используются как теплозащитные покрытия. Высокотемпературная коррозионно-эрозионная стойкость таких двухслойных покрытий значительно повышает энергетическую эффективность газотурбинных двигателей и генераторов, однако их низкие механические свойства представляют определенные научные и производственные проблемы. Использование двухслойных покрытий дает начало определенной ориентации микро- и макротрещин, что определяет механические характеристики всей системы покрытие-основа. Растрескивание внешнего керамического слоя теплозащитных покрытий наблюдали как при лабораторных испытаниях, так и при эксплуатации [1]. В этой связи, исследования прочностных свойств, процессов отслоения и растрескивания двухслойных покрытий необходимы для повышения их надежности и усовершенствования конструкции. Модуль упругости покрытий необходим как для определения напряженного состояния в покрытиях, так и их характеристик прочности. Поэтому в работе были исследованы упругие и прочностные свойства, а также процессы растрескивания и отслоения в напыленных двухслойных покрытиях для развития современных представлений о механизмах их разрушения.

Исследования провели на примере двухслойных покрытий, плазменнонапыленных на плоские металлические образцы, которые были изготовлены в соответствии с ГОСТ 1497-84 (рис. 1). В качестве материала основы использовали листовую сталь 08Х18Н10 толщиной 2 мм. Перед напылением металлического покрытия поверхность образца обрабатывали корундом. Для плазменного напыления подслоя толщиной 100 мкм использовали порошок Co-32%Ni-21%Cr-8%Al-0,5%Y сплава, а для напыления внешнего керамического покрытия – порошок состава ZrO₂ -8% У2О3. Толщина внешнего слоя покрытия составила 200 и 400 мкм. Покрытия напыляли на установке УПУ-3Д. Испытания на растяжение проводили на разрывной машине *FM*-1000. Для измерения деформаций использовали тензодатчики КФ-5П.

Расчет напряженного состояния в образцах с двухслойным покрытием производили по полученным в работе [2] аналитическим выражениям. Расчетная схема образца с покрытием приведена на рис. 2. Пластина с покрытием, нанесенным на верхнюю и нижнюю поверхности основы, которая подвергается растяжению. Нагрузка P_1 прикладывается к основе 1. Покрытие состоит из подслоя 2 (толщиной h_2) и внешнего слоя 3 (толщиной h_3). В плоскостях адгезионного контакта между основой 1 и подслоем 2, а также между подслоем 2 и внешним слоем 3 при растяжении возникают касательные напряжения т₁ и т₂ соответственно. Эти напряжения вызывают отслоение подслоя и внешнего слоя соответственно.



Рис. 1. Образец на растяжение с частично покрытой рабочей зоной



Рис. 2. Расчетная схема образца с двухслойным покрытием

Для определения модуля упругости металлического подслоя использовали предложенную ранее методику [3]. Из условия равновесия (на достаточном удалении от свободных краев покрытия) при осесимметричном растяжении образца с покрытием получили выражение для определения модуля упругости внешнего слоя двухслойного покрытия:

$$E_3 = E_1 \frac{H}{h_3} \frac{\varepsilon_{sub}}{\varepsilon_c} - \frac{E_1 H + E_2 h_2}{h_3}, \qquad (1)$$

где E_1 , E_2 , E_3 – модуль упругости основы, подслоя и внешнего слоя покрытия соответственно; ε_{sub} – деформация основы на участке без покрытия; ε_c – деформация на поверхности покрытия.

Для образцов с металлическим покрытием (без внешнего керамического слоя) в соответствии с методикой [3] определяли модули упругости основы и металлического подслоя, которые составили 196 и 142 ГПа соответственно. По результатам испытаний на растяжение образцов с двухслойным металлокерамическим покрытием (рис. 1) определяли в соответствии с выражением (1) модуль упругости внешнего керамического покрытия, который составил 47 ГПа. Так как микроструктура плазменного керамического покрытия содержит поры и микротрещины, то его модуль упругости меньше, чем модуль упругости соответствующей спеченной керамики, полученной методами порошковой металлургии.

При растяжении образца с двухслойным покрытием сначала растрескивается внешний слой толщиной 200 мкм и в нем образуется сетка трещин (рис. 3). Дальнейшее увеличение нагрузки вызывает последовательное адгезионное разрушение

фрагментов керамического покрытия вследствие действия касательных напряжений в зоне его контакта с металлическим подслоем. При увеличении толщины внешнего керамического слоя до 400 мкм характер разрушения двухслойных покрытий изменяется. После растрескивания внешнего керамического покрытия возникает трещина в зоне его контакта с подслоем, которая увеличивается при дальнейшем растяжении образца. Отслоение керамического покрытия происходит без когезионного разрушения металлического подслоя. Таким образом, установлено, что при растяжении образцов с двухслойными покрытиями реализуются следующие механизмы разрушения: отслоение внешнего покрытия от подслоя; растрескивание подслоя; растрескивание внешнего покрытия.



Рис. 3. Сетка трещин в керамическом покрытии толщиной 200 мкм после испытаний

Касательные напряжения τ_2 в сечении $z = \pm l$ (рис. 2), вызывающие отслоение покрытия в окрестности его свободного края, рассчитывали по аналитическим выражениям, приведенным в работе [2]. Эти напряжения $\tau_{cu2} = \tau_2(\pm l)$ характеризуют адгезионную прочность внешнего керамического покрытия. Разрушающие касательные напряжения τ_{cu2} для внешнего слоя толщиной 200 и 400 мкм составили 85,3 и 90,5 МПа соответственно. Максимальные касательные напряжения в зоне адгезионного контакта внешнего слоя толщиной 200 мкм и подслоя определяли после растрескивания последнего.

Таким образом, в результате испытаний на растяжение были определены модуль упругости и разрушающие напряжения, характеризующие адгезионную прочность двухслойных плазменнонапыленных покрытий. Экспериментальные исследования показали, что при приложении нагрузки к образцу многочисленные трещины возникают во внешнем слое покрытия и развиваются в металлический подслой. После чего двухслойное покрытие отслаивается в зоне контакта основы и металлического подслоя. Увеличение толщины внешнего слоя покрытия изменяет механизм разрушения двухслойного покрытия: после появления трещины в керамическом покрытии происходит его отслоение без разрушения подслоя.

- 1. Bose S., DeMasi-Marcin J. Thermal barrier coating experience in gas turbine engines at Pratt & Whitney // Journal of Thermal Spray Technology. 1997. Vol. 6, No. 1. P. 99 104.
- 2. Долгов Н.А. Определение напряжений в двухслойном покрытии // Проблемы прочности. 2005. № 4. С. 121 132.
- 3. Долгов Н.А. Метод определения модуля упругости газотермических покрытий // Порошковая металлургия. 2004. № 7/8. С. 110 115.

THE EFFECT OF INTERFACE CURVETURES BETWEEN SURFACE LAYER AND SUBSTRATE

Grekov M. A., Kostyrko S.A.

Saint-Petersburg State University, St. Petersburg, Russia magrekov@mail.ru, sergey.kostyrko@gmail.com

One of the important problems of electronic and optoelectronic devices is an appearance of curvatures on the surface of a film coating and an influence of these curvatures on device properties. Materials are incessantly experiencing transformation, both at micro- and macroscopic levels. Formation of a surface relief can occur at the stage of growth and heat treatment of the film coating, which are accompanied by condensation and evaporation processes. Intense heating and large stresses transform the initially smooth film surface into a rough one. At the same time, the unstable state of the flat film surface and its morphological changes can be due not only to problems of a technological nature, but also to the unevenness of the substrate surface. So, after considering a slightly curved surface of film coating [1], we study in this work an effect of small deviations of the interface from the flat shape between the surface layer and the substrate.

Consider an elastic body occupying the half-space $x_2 < \varepsilon f(x_1)$ with a film coating of thickness h_0 under the conditions of the plane deformation or the plane stress state and loads acting at infinity. So, we get the 2D problem of the elasticity for the two-component half-plane Ω ($x_2 < h_0$) of the complex variable $z = x_1 + ix_2$ with the rectilinear boundary Γ_b , consisting of the semi-bounded region Ω_1 connected along the curvilinear interface Γ_c with the strip Ω_2 . The interface Γ_c is defined by the equation

$$z \equiv z_c = x_1 + i\varepsilon f(x_1), \ z_c \in \Gamma_c,$$
(1)

where $f(x_1)$ is the continuously differentiable periodic function with period λ , max $|f(x_1)| = \lambda$, $|f'(x_1)| < 1/\varepsilon$, $0 < \varepsilon << 1$.

The conditions at the boundary Γ_b , interface Γ_c and infinity are

$$\sigma_{22}(z_b) + i\sigma_{12}(z_b) = 0, \quad z_b = x_1 + ih_0 \in \Gamma_b,$$

$$\Delta u(z_c) = 0, \quad \Delta \sigma_n(z_c) = 0, \quad z_c \in \Gamma_c,$$

$$\lim_{x_2 \to -\infty} \sigma_{11} = \sigma_s, \lim_{x_2 \to -\infty} \sigma_{22} = \lim_{x_2 \to -\infty} \sigma_{12} = \lim_{x_2 \to -\infty} \omega = 0,$$
(2)

where σ_{ij} is the component of stress tensor in Cartesian coordinates x_1, x_2 , Δu and $\Delta \sigma_n$ are the jumps of the displacements vector $u = u_1 + iu_2$ and vector $\sigma_n = \sigma_{nn} + i\sigma_{nt}$ in the local Cartesian coordinates n, t with the angle α between axes t and x_1, ω is the rotation angle.

To solve the boundary value problem (2), we use the superposition method, Goursat-Rolosov's complex potentials, Muskhelishvili's representations and boundary perturbation technique [1, 2].

The superposition method means that the following expressions take place

$$G(z,\eta_k) = G^b(z,\eta_2)\delta_{k2} + G^c(z,\eta_k), \quad z \in \Omega_k,$$
(3)

$$G^{b}(z,\eta_{2}) = \eta_{2}\Phi(\zeta) + \overline{\Phi(\zeta)} - \left(\Phi(\overline{\zeta}) + \overline{\Phi(\zeta)} - (\zeta - \overline{\zeta})\overline{\Phi'(\zeta)}\right)e^{-2i\alpha}, \text{ Im } \zeta < 0, \ \zeta = z - ih_{0}, \ (4)$$

$$G^{c}(z,\eta_{k}) = \eta_{k}\Lambda_{k}(z) + \overline{\Lambda_{k}(z)} - \left(\Xi_{k}(\overline{z}) + \overline{\Lambda_{k}(z)} - (z - \overline{z})\overline{\Lambda_{k}'(z)}\right)e^{-2i\alpha}, \ z \in D_{k}$$
(5)

27

In Eqs. (3)–(5), the functions $G(z,\eta_k)$, $G^b(z,\eta_2)$, $G^c(z,\eta_k)$ are respectively equal to $\sigma_n(z), \sigma_n^b(z), \sigma_n^c(z)$ when $\eta_k = 1$ and $-2\mu_k du/dz, -2\mu_k du^b/dz, -2\mu_2 du^c/dz$ when $\eta_k = -\alpha_k$; k = 1,2; δ_{k2} is the Kronecker delta; α_k is the parameter of the 2D elasticity problem; μ_k is the shear modulus of the medium Ω_k ; $D_1 = \Omega_1$ and D_2 is the rest of the plane. The derivative d/dz is taken in the direction of the axis t.

The quantities $\sigma_n^b(z)$ and $u^b(z)$ are the traction and the displacement in the homogeneous half-plane $D = \{z : \text{Im } z < h_0\}$ with the elastic properties of the medium Ω_2 . The unknown self-balanced periodic load $\sigma_n^b(z_b) = p(x_1)$ is acting at the rectilinear boundary Γ_b of this region, and the stresses and the rotation angle are equal to zero at infinity.

The quantities $\sigma_n^c(z)$ and $u^c(z)$ are the traction and the displacement arising in the two-component plane $D_1 \cup D_2$ with the curvilinear interface Γ_c on which the jumps of tractions and displacements are equal $\Delta \sigma_n^c(z_c) = -\sigma_n^b(z_c), \ \Delta u^c(z_c) = -u^b(z_c)$. The conditions at infinity in this problem are similar to the same conditions in Eq. (2).

Passing to the limit $z \to \Gamma_b$ in the first equation (2) for $\alpha = 0$ leads to the equation in the unknown function $p(x_1)$

$$p(x_1) + \sigma_n^c(p, z_b) = 0, \quad z_b = x_1 + ih_0,$$
 (6)

where $\sigma_n^c(p, z_b)$ is the functional of the function p.

To find an approximate solution of the eq. (6), and so the solution of the initial problem, we use the boundary perturbation method. According to this method, all unknown functions are represented in the form of power series in small parameter ε

$$\Psi(y) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\varepsilon^m}{m!} \Psi_m(y), \qquad (7)$$

where $\Psi(y)$ is one of the functions $\Phi(\zeta), \Xi_k(z), \Lambda_k(z), p(x_1)$.

Taking into account expansions (7), one can reduce the solution of Eq. (6) to the successive solutions of the following Fredholm integral equations of the second kind

$$p_m(x_1) + \int_{-\infty}^{+\infty} K_1(x_1, t) p_m(t) dt + \int_{-\infty}^{+\infty} K_2(x_1, t) \overline{p_m(t)} dt = F_m(x_1), \quad m = 0, 1, \dots$$
(8)

The kernels of Eq. (8) K_1 and K_2 are continuous functions vanishing when $h_0 \to \infty$. Function F_m (m = 1, 2, ...) is defined by all previous approximations, and $F_0 = 0$. In the zero-order approximation which corresponds to the rectilinear interface, the solution of Eq. (8) is $p_0 = 0$, and complex potentials are equal $\Phi_0(\zeta) = 0$, $\Xi_{k0}(z) = \Lambda_{k0}(z) = \sigma_{11}^{k\infty}/4$ where $\sigma_{11}^{1\infty} = \sigma_s$, $\sigma_{11}^{2\infty} = \frac{\mu_2(1+\alpha_1)}{\mu_1(1+\alpha_2)}\sigma_s$.

The first-order approximation depends on the shape of the curvilinear interface, i.e. on the function f. It is very important to consider different shapes of the interface and to study the influence of the shape on stress distribution along the surface of the coating. Some of the interface shapes examined are shown in Fig. 1. The function describing the curves in Fig. 1 within two periods is the following

$$f(x_1) = \frac{(-1)^{\gamma} \lambda}{d} \left[\operatorname{Im} \operatorname{ctg} \left(\frac{\pi x_1}{\lambda} - iy \right) - 1 \right], \quad d = \operatorname{Im} \operatorname{ctg}(iy) + 1, \quad \gamma = 0, 1,$$

$$f(x_1) \to (-1)^{\gamma+1} \lambda \cos\left(2\pi x_1 / \lambda\right) \text{ when } y \to \infty$$
(9)

where the real quantity y plays the role of the parameter which specifies the shape of the interface, and $y \in (0, \infty)$.



Fig. 1. The curvatures of the interface between surface layer and substrate

The curves 1, 2, 3 plotted in the Fig. 1 correspond to the values y = 0.15, 0.5, 2.0and $\gamma = 1$ in Eq. (9).

Calculations based on the first-order approximation showed that the maximum of the hoop stresses at the surface of the coating is reached exactly over the projections of the substrate when the rigidity of the coating is greater than the rigidity of the substrate ($\mu_2 > \mu_1$). The dependence of stress concentration factor $K = \sigma_{11}(0)/\sigma_s$ in this case on the normalize average thickness of the coating h_0/A , where $A = \varepsilon \lambda$ is presented in Fig. 2. Curves 1, 2, 3 correspond to the curves 1, 2, 3 in Fig. 1. It is taken $\mu_2 = 3\mu_1$, $\alpha_2 = \alpha_1$, $\varepsilon = 0.05$.



Fig. 2. Stress concentration factor at coating surface vs. average thickness of the coating

The work was supported by the RFBR under grant 14-01-00260.

References

- 1. Vikulina Yu.I., Grekov M.A., Kostyrko S.A. Model of film coating with weakly curved surface. Mech. Solids. 2010. V. 45, № 6. 778-788.
- Grekov M.A, Kostyrko S.A. A film coating on a rough surface of an elastic body. J. Appl. Math. Mech. 2013. V. 77. P. 79-90.

ПОТЕРЯ УСТОЙЧИВОСТИ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ ЭВОЛЮЦИИ ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ ДИСЛОКАЦИОННОГО АНСАМБЛЯ

Ясников И.С.¹⁾, Виноградов А.Ю.¹⁾, Эстрин Ю.З.^{2, 3)}

 Лаборатория "Физика прочности и интеллектуальные диагностические системы", Тольяттинский государственный университет, Тольятти, Россия
 Центр перспективных гибридных материалов, Университет им. Монаша, Клайтон, Виктория, Австралия
 Лаборатория гибридных наноструктурных материалов, НИТУ "Московский институт стали и сплавов", Москва, Россия yasnikov@phystech.edu

Пластическая деформация практически всех твердых тел, начиная от пластичных монокристаллов и заканчивая относительно хрупкими металлическими стеклами, завершается локализацией деформации и последующим разрушением. Исторически первый и, несомненно, наиболее популярный критерий пластической неустойчивости, известный как критерий Консидера, может быть выведен из различных соображений механики деформируемого твердого тела вблизи точки максимума на диаграмме напряжение-деформация. Критерий Консидера обозначает начало шейкообразования в точке, где коэффициент деформационного упрочнения *h* падает ниже значения напряжения течения σ при заданной скорости пластической деформации $\dot{\varepsilon}$. Это выражается следующим условием:

$$h \equiv \frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon} \Big|_{\dot{\varepsilon}} = \sigma \tag{1}$$

Подход, который проверен временем и доминирует до сих пор в моделировании пластического течения был предложен Коксом и Мекингом и основан на соотношении между сдвиговым напряжением т и общей плотностью дислокаций р:

$$\tau = \left(\alpha_0 G b \sqrt{\rho}\right) \left(\frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_0}\right)^{\frac{1}{m}}$$
(2)

где $\dot{\gamma}$ – скорость сдвиговой пластической деформации; *G* – модуль сдвига; *b* – величина вектора Бюргерса и α_0 – постоянная. При этом эволюция плотности дислокационного ансамбля в процессе деформации твердого тела описывается следующим уравнением:

$$\frac{d\rho}{dt} = \left(k_1\sqrt{\rho} - k_2\rho\right)\dot{\gamma} \tag{3}$$

где k_1 – константа связанная с взаимодействием дислокаций скольжения с "лесом" дислокационного ансамбля, а коэффициент k_2 связан с динамическим возвратом, ведущим к уменьшению дислокационной плотности. Стоит отметить, что уравнение (3) для эволюции плотности дислокационного ансамбля может быть получено в рамках общего формализма неравновесной термодинамики применительно к дислокационному пластическому течению материала [1], причем интерпретация феноменологических констант k_1 и k_2 может быть также получена на этой основе.

Пусть бр и бу – малые флуктуации дислокационной плотности и скорости сдвиговой деформации соответственно. Поскольку данные флуктуации рассматриваются как малые отклонения от величин дислокационной плотности р и скорости

сдвиговой деформации $\dot{\gamma}$, то согласно формуле (3), эти флуктуации должны удовлетворять следующему уравнению:

$$\frac{d(\rho + \delta\rho)}{dt} = (\dot{\gamma} + \delta\dot{\gamma}) \left(k_1 \sqrt{\rho + \delta\rho} - k_2 (\rho + \delta\rho) \right)$$
(4)

которое после линеаризации по отношению к бр примет вид:

$$\delta \dot{\rho} = \frac{1}{2\rho} \left(\frac{d\rho}{d\gamma} - k_2 \rho \right) \dot{\gamma} \delta \rho + \frac{d\rho}{d\gamma} \delta \dot{\gamma}$$
⁽⁵⁾

Используя выражение (2) и соотношение $\delta \sigma = \sigma \delta \epsilon$, которое следует из несжимаемости образца в случае одноосного пластического течения, можно получить:

$$\delta\gamma = \frac{M}{2\rho}\delta\rho + \frac{M}{m\dot{\gamma}}\delta\dot{\gamma}$$
(6)

где M – фактор Шмита, используемый для преобразования сдвиговых деформаций в осевые: $d\gamma = Md\varepsilon$ и $d\tau = d\sigma/M$. Решение системы уравнений (5) и (6) ищется в стандартной экспоненциальной форме:

$$\begin{cases} \delta \rho = x = x_0 \exp(\lambda t) \\ \delta \gamma = y = y_0 \exp(\lambda t) \end{cases} \begin{cases} \delta \dot{\rho} = \dot{x} = x_0 \lambda \exp(\lambda t) \\ \delta \dot{\gamma} = \dot{y} = y_0 \lambda \exp(\lambda t) \end{cases}$$
(7)

где x_0 и y_0 – константы, определяющие начальные отклонения флуктуирующих величин. После подстановки условий (7) в уравнения (5) и (6) и соответствующих алгебраических преобразований, мы получаем характеристическое уравнение на параметр λ в виде:

$$\frac{2\rho}{m\dot{\gamma}}\lambda^{2} + \left[\left(\frac{d\rho}{d\gamma} - \frac{2\rho}{M}\right) - \frac{1}{m}\left(\frac{d\rho}{d\gamma} - k_{2}\rho\right)\right]\lambda + \frac{\dot{\gamma}}{M}\left(\frac{d\rho}{d\gamma} - k_{2}\rho\right) = 0$$
(8)

Стабильность однородной деформации по отношению к локальным возмущениям, определяемым формулами (7), означает что они должны уменьшаться со временем. Предполагая, что m > 0 и учитывая, что при этом коэффициент при квадратичном члене уравнения (8) всегда существенно положителен, то необходимое условие устойчивости в силу критерия Гурвица приобретает вид:

$$\left(\frac{d\rho}{d\gamma} - \frac{2\rho}{M}\right) - \frac{1}{m} \left(\frac{d\rho}{d\gamma} - k_2\rho\right) > 0$$
(9)

Дифференцируя выражение (2), и подставляя его в выражение (9) мы немедленно получаем условие устойчивости пластического течения в виде:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon} - \sigma\right) - \frac{1}{m} \left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon} - \frac{k_2 M \sigma}{2}\right) > 0 \tag{10}$$

Если коэффициент скоростной чувствительности пренебрежимо мал, т.е. $1/m \rightarrow 0$, то условие (10) немедленно переходит в известный критерий Консидера устойчивости пластического течения $h/\sigma > 1$. Для случая ненулевого коэффициента скоростной чувствительности ($1/m \neq 0$), анализ, представленный в работе Харта [5], привел к следующему условию нестабильности пластического течения материала:

$$\frac{h}{\sigma} + \frac{1}{m} \le 1 \tag{11}$$

31

Это условие показывает, что положительное значение коэффициента скоростной чувствительности в большей степени стабилизирует пластическое течение материала против локализации деформации. В случае нашего анализа (формула (10)), условие неустойчивости приняло несколько отличающуюся от (11) форму, а именно:

$$\frac{h}{\sigma} + \frac{1}{m} \left(\frac{k_2 M}{2} - \frac{h}{\sigma} \right) \le 1$$
(12)

Важно отметить, что для всех практических целей второе слагаемое в выражении (12) можно считать положительным (см. ниже). Другими словами, в нашем подходе, как и в подходе Харта, положительный коэффициент скоростной чувствительности играет стабилизирующую роль.

Условие потери устойчивости пластического течения (12) можно переписать в виде:

$$\frac{h}{\sigma} + \frac{1}{m} \left(k_2 M - \frac{1}{2} \frac{d \ln \rho}{d\gamma} \right) \le 1$$
(13)

Вблизи точки потери устойчивости пластического течения материала плотность дислокаций существенно не меняется, и в этом смысле слагаемым, включающим в себя производную логарифма плотности дислокаций, можно пренебречь. В результате условие неустойчивости (13) принимает вид [2]:

$$\frac{h}{\sigma} + \frac{k_2 M}{m} \le 1 \tag{14}$$

В рамках работы [2] нами было показано, что условие Консидера, соответствующее началу шейкообразования в материале при его одноосной деформации растяжения, который традиционно выводится из механистических соображений, следует также из внутренне присущих материалу законов эволюции управляющего параметра, а именно суммарной плотности дислокации. Критическая деформация, соответствующая точке нестабильности Консидера прогнозируется в явном виде путем анализа эволюции плотности дислокационного ансамбля на основе кинетической модели Кокса и Мекинга. Если в представленном рассмотрении учесть эффекты, связанные с чувствительностью к скорости деформации, то условие неустойчивости изменяется к виду (14), который напоминает критерий Харта. Олнако. как полученный в настоящей работе критерий неустойчивости пластического течения, так и критерий Харта не являются идентичными. Поскольку универсальное соглашение о процедуре анализа устойчивости в линейном приближении до сих пор отсутствует, то как критерий Харта, так и условие (14) может считаться правильным, если не доказано иное. В настоящее время планируются дальнейшие исследования в этом направлении.

Работа выполнена при поддержке грантов Министерства образования и науки Российской Федерации (№ 11.G34.31.0031 и № 14.A12.31.0001) и гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований (№ 13-08-00259).

- A. Vinogradov, I.S. Yasnikov, Yu. Estrin Evolution of Fractal Structures in Dislocation Ensembles during Plastic Deformation // Physical Review Letters. - 2012. - Vol. 108. -P. 205504.
- I. S. Yasnikov, A. Vinogradov, Yu. Estrin Revisiting the Considère Criterion from the Viewpoint of Dislocation Theory Fundamentals // Scripta Materialia – 2014. – vol. 76. – P. 37 – 40.

ПЕРСПЕКТИВНЫЙ СПОСОБ ПОЛУЧЕНИЯ МИКРОЧАСТИЦ МЕДИ И МАТЕРИАЛОВ ИЗ НИХ С РАЗВИТОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Грызунова Н.Н., Викарчук А.А., Ясников И.С., Грызунов А.М., Шафеев М.Р.

Тольяттинский государственный университет, Тольятти, Россия, <u>fti@tltsu.ru</u>

В настоящее время ведутся интенсивные работы по получению и изучению свойств частиц с развитой поверхностью. Они обладают особыми физическими и химическими характеристиками и могут иметь широкую область применения в химической промышленности. Так, например, в работе [1] показано возможное применение в качестве катализаторов икосаэдрических частиц с развитой поверхностью. На основе таких частиц предлагается создавать нанокатализаторы для переработки попутных нефтяных газов, производства метанола и для конверсии углеводородов. Поэтому поиск методов создания развитой поверхности у нано- и микрочастиц металлов, является актуальным.

В работе [2] предлагаются способы получения нанопористых материалов на основе оксида меди. Особенность таких материалов состоит в том, что формирование развитой поверхности осуществляется на икосаэдрических малых частицах электролитического происхождения. Икосаэдрические малые частицы (ИМЧ), обладают 6 осями симметрии 5-го порядка, имеют структуру, содержащую частичные дисклинации и обрывающиеся на них двойниковые границы. Важной особенностью этих частиц является большая запасенная в них внутренняя энергия, которая сильно зависит от размеров частиц [3].

В работах [1–4] для образования развитой поверхности ИМЧ в виде пор или нановискеров используется метод термообработки. Показано, что развитая нанопористая структура икосаэдрических малых частиц меди формируется при их отжиге в вакууме, а при отжиге в воздушной или кислородосодержащей атмосфере образуются вискеры из оксида меди, размеры которых зависят от температуры и времени отжига ИМЧ (рис. 1 a, δ , e).

В данной работе, предлагается увеличивать удельную поверхность икосаэдрических малых частиц меди в тысячи раз методом химического травления.

В качестве носителя ИМЧ использовалась сетка из никеля. На сетчатую основу методом электроосаждения из раствора сернокислого электролита наносились медные пентагональные частицы микронных размеров (рис. 1 *a*), их удельная поверхность составляла 0,08 м²/г. Основным достоинством этого метода является простая технология получения материалов, возможность автоматизации, низкая себестоимость, а также возможность управлять через технологические параметры процессами образования и роста кристаллов. Электролит для получения пентагональных частиц готовился из реактивов марки «ЧДА» и дистиллированной воды. В работе использовалась автоматизированная установка, состоящая из потенциостата (разработанного на базе высококачественного операционного усилителя и встроенного микропроцессора с выходом на персональный компьютер) и стандартной трехэлектродной электрохимической ячейки. В качестве анода использовалась медь, в качестве электрода сравнения служила медная проволока. Электроосаждение проводилось в потенциостатическом режиме при перенапряжениях от 40 до 60мВ.

Затем для увеличения адгезии ИМЧ и сетчатого носителя проводилась термообработка сетки с ИМЧ в муфельной печи «МП – 700п» при температурах 100– 200°С, в воздушной атмосфере, в течение 20–60 минут.



Рис. 1. Эволюция морфологии поверхности икосаэдрических малых частиц процессах термообработки и химического травления: икосаэдрические малые частицы до (*a*) и после термообработки на воздухе (*б*), в вакууме (*в*); после химического травления (*г-е*)

Далее никелевую сетку с медными пентагональными частицами после термообработки, подвергали химическому травлению. Для химического травления использовались следующие реактивы: соляная кислота, хлорное железо (FeCl₃) и дистиллированная вода. Травление образцов проводилось в течение 15–50 секунд при температурах раствора 15–40 °C.

Исследования сеток с медными пентагональными частицами до и после травления проводилось на сканирующих электронных микроскопах Zeiss SIGMA и JEOL JCM-6000. Эксперименты показали (рис. 1 *г-е*), что после химического травления частицы приобретают развитую поверхность сравнимую, а порой и значительно большую, чем при их термообработке в вакууме (рис. 1 *в*), порядка сотен M^2/r .

Достоинством этого метода является то, что в результате химического травления развитую поверхность приобретают микрокристаллы меди (с небольшим слоем окисления), а в процессе термообработки поверхность частицы покрывается нановискерами или пористым слоем из оксида меди. Причем, из-за дефектной структуры, более интенсивное травление ИМЧ происходит внутри частицы [1,5].

Таким образом, для решения некоторых практических задач метод химического травления может быть использован как альтернативный метод получения развитой поверхности, а сами частицы и материалы из них могут использоваться как катализаторы, сорбенты или фильтрующие материалы.

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства образования и науки Российской Федерации, постановление № 220, в ФГБОУ ВПО "Тольяттинский государственный университет", договор № 14.В25.31.0011

Список литературы

- 1. Викарчук А.А., Дорогов М.В. Особенности эволюции структуры и морфологии
- 2. поверхности икосаэдрических частиц меди в процессе отжига // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2013. Т. 97. № 9-10. С. 682-686.
- 3. Викарчук А.А., Грызунова Н.Н., Дорогов М.В. Комбинированная методика получения нанопористого материала на основе металла // Материаловедение. 2011. №8. С.48-51.
- Викарчук А.А., Ясников И.С. Структурообразование в наночастицах и кристаллах с пентагональной симметрией, формирующихся при электрокристаллизации металлов // Издательство Тольяттинского государственного университета. - Тольятти, 2006 г. - 206 с.
- Абрамова А.Н., Викарчук А.А. Эволюция структуры икосаэдрических малых частиц в температурных полях// VI Международная школа с элементами научной школы для молодежи «Физическое материаловедение» Сборник материалов, Тольятти Изд. ТГУ, 2013. C.150-152.
- Ясников И.С., Викарчук А.А. К вопросу о существовании полостей в икосаэдрических малых частицах электролитического происхождения // Письма в ЖЭТФ – 2008, Т.83, вып. 1.,С.46-49.

МЕХАНИЗМЫ УПРОЧНЕНИЯ И СВЕРХПРОЧНОСТЬ В ОБЪЕМНЫХ НАНОМАТЕРИАЛАХ

^{1,2}Валиев Р.З.

¹Уфимский государственный авиационный технический университет, Уфа, Россия ² Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия <u>rzvaliev@mail.rb.ru</u>

В последние годы разработка объемных наноструктурных материалов (OHM) становится одним из наиболее актуальных направлений современного материаловедения. Создание наноструктур в металлах и сплавах открывает путь для достижения их необычных свойств, весьма привлекательных для различных применений. Особое внимание в этой теме привлекает использование методов интенсивной пластической деформации (ИПД), т.е. реализации очень больших пластических деформаций (степень накопленной деформации e > 4-6) под высоким приложенным давлением [1]. В настоящее время идет их разработка для создания и усовершенствования тех-
нологий получения объемных полуфабрикатов в виде листов, прутков, тонких фольг, проволок для различных применений, в частности в технике и медицине [2]. Среди различных методов ИПД активное развитие получили равноканальное угловое прессование (РКУП) и его модификации: РКУП в параллельных каналах, РКУП-Конформ (рис. 1 и 2), а также кручение под высоким давлением (КВД), винтовая экструзия и другие.







Рис. 2. Схема устройства для обработки заготовок металлов и сплавов методом РКУП в параллельных каналах, где d – диаметр канала; K – расстояние между осями параллельных каналов; Φ – угол пересечения между параллельными каналами и каналом их соединяющим.

Начало развитию современных исследований по получению объемных наноматериалов положили работы уфимских исследователей в начале 1990-х годов, использовавших методы КВД и РКУП для формирования однородных ультрамелкозернистых (УМЗ) структур в объемных образцах ряда металлов и сплавов, что привело к существенному повышению их механических свойств [3, 4]. Было показано, что полученные УМЗ, материалы характеризуются наличием преимущественно больше угловых границ зерен, что является важным условием достижения высоких свойств. Позднее было обнаружено, что использование этих методов может приводить к формированию наноразмерных зернограничных сегрегаций, специфических кластеров, двойников, дисперсных выделений вторых фаз, которые также существенно влияют на свойства материалов. Как следствие, УМЗ, металлы и сплавы, полученные методами ИПД, относят к классу объемных наноструктурных материалов (ОНМ) [5, 6].

В последние годы большой прогресс был достигнут в получении новых необычных свойств ОНМ, таких как очень высокая прочность и пластичность (рис.3), рекордная усталостная долговечность, сверхпластичность, а также целого ряда повышенных функциональных ха-

рактеристик, среди которых магнитные свойства, электропроводность и другие [5, 7–9]. Важным научным принципом повышения свойств здесь является управление структурой границ зерен в наноструктурных материалах – т.н. зернограничная инженерия наноматериалов, позволяющая коренным образом изменять их свойства путем формирования различных типов границ зерен (мало- и большеугловые, специальные и произвольные, равновесные и неравновесные, а также с наличием зернограничных сегрегаций и выделений) за счет варьирования режимов интенсивной пластической деформации (температуры, скорости и степени деформации).



Рис. 3. Необычное сочетание прочности и пластичности НС меди и титана в сравнении с их крупнозернистыми аналогами, а также алюминием и медью после традиционной холодной прокатки, которая повышает их предел текучести, но уменьшает пластичность (приведены две линии, показывающие эту тенденцию в меди и алюминии, а отметки % указывают на степень прокатки)

В докладе на ряде Al и Ti сплавов, а также сталей показано, что обработка металлических сплавов методами ИПД приводит не только к значительному измельчению зёрен, но и к различным фазовым превращениям, связанным с растворением вторичных фаз, образованием зернограничных сегрегаций и выделений [2, 10]. В результате происходит значительное повышение прочности металлов и сплавов, которое хорошо описывается как сумма вкладов, рассчитанных из соотношения Холла-Петча между пределом текучести σ_y и средним размером зерна d [11,12], а также дополнительных механизмов упрочнения, обусловленных наличием наночастиц и сег-



Рис. 4. Два типа наклона зависимости Холла-Петча для разных характерных значений размера зёрен

регаций:

$$\sigma_{y} = \sigma_{0} + k_{y} d^{-1/2}, \qquad (1)$$

где d – это размер зёрен, σ_0 и k_y – константы для данного материала.

Как известно, соотношение (1) часто теряет силу в диапазоне наноразмерных зерен (20 – 100 нм) так, что график Холла-Петча отклоняется от линейной зависимости к более низким значениям предела текучести и его угол наклона k_y часто принимает отрицательное значение (рис. 4, кривая 1) [13]. В последние годы данная проблема широко анализировалась в рамках экспериментальных и теоретических исследований [14, 15]. В тоже время урав-

нение Холла-Петча, как правило, хорошо применимо для УМЗ материалов со средним размером зерна 100–1000 нм, обычно получаемых методами ИПД. Вместе с тем, недавние наши исследования показали, что для ряда металлических ИПД материалов с УМЗ структурой экспериментальные данные и результаты моделирования демонстрируют «положительный» наклон зависимости Холла-Петча (рис. 4, кривая 2) при переходе от микро- к наноструктурному состоянию. Очевидно, что существует два критических размера зёрен d_{cr1} и d_{cr2} (где d – размер зёрен), связанных с изменениями механизмов упрочнения УМЗ материалов вследствие изменений структуры границ зерен. Увеличение прочности УМЗ материалов наблюдается при $d < d_{cr1}$ за счет образования неравновесных границ зёрен. В сплавах при размере зёрен менее d_{cr2} наблюдается достижение сверхпрочности. Природа такой сверхпрочности связана не только с размером зёрен, но и с другими особенностями наноструктуры (дислокационные субструктуры, наночастицы вторых фаз, сегрегации, нанодвойники и т.д.), которые часто можно наблюдать в УМЗ металлах и сплавах, полученных ИПД [8, 16].

В экспериментальных исследованиях металлов, полученных методом вакуумного напыления [17], Фирстов и соавторы [13] наблюдали такой «положительный» угол наклона зависимости Холла-Петча, когда для размера зёрен в диапазоне $d_{cr2} < d < d_{cr1}$ показатель *d* в уравнении (1) изменяется от -1/2 до -1 и для $d < d_{cr1}$ показатель *d* равен -3 [13].

Эти наблюдения имеют большой научный интерес, поскольку указывают на изменения механизмов упрочнения в наноматериалах и возможность достижения предельной прочности, приближенной к теоретической прочности, что многие годы является одной из наиболее притягательных проблем материаловедения.

- Valiev R.Z., Estrin Y., Horita Z., Langdon T.G., Zehetbauer M.J., Zhu Y.T. JOM. 2006. V. 58. № 4. P. 33-39.
- 2. Valiev R.Z., Zhilyaev A.P., Langdon T.G., Bulk Nanostructured Materials: Fundamentals and Applications, 2014 by John Wiley & Sons, Inc.
- 3. Valiev R.Z., Krasilnikov N.A., Tsenev N.K. Mater. Sci. Eng. A. 1991. V. 137. № 1. P. 35–40.
- 4. Валиев Р.З., Корзников А.В., Мулюков Р.Р. Физика металлов и металловедение. 1992. №4. С. 70–86.
- 5. Валиев Р.З., Александров И.В. Объемные наноструктурные металлические материалы: получение, структура и свойства. М.: ИКЦ Академ. книга, 2007. 398 с.
- 6. Bulk Nanostructured Materials (Ed. Zehetbauer M.J. and Zhu Y.T., Weinheim: WILEY_VCH Verlag, 2009. 710 p.
- 7. Валиев Р.З., Еникеев Н.А., Мурашкин М.Ю., Александров С.Е., Гольдштейн Р.В. Доклады Академии Наук. 2010. Т. 432. № 6. С. 757
- Valiev R.Z., Enikeev N.A., Murashkin M.Yu., Kazykhanov V.U., Sauvage X. Scripta Materialia. V. 2010. № 63. P. 949
- 9. Valiev R.Z., Semenova I.P., Latysh V.V., Rack Y., Lowe T.C., Petruzelka J., Dluhos L., Hrusak D., Sochova J. Adv. Eng. Mater. 2008. V. 10. № 8. P. B15
- 10. Valiev R.Z. Mater. Trans. 2014. V. 55. P. 13
- 11. Hall E. O. Proc. Phys. Soc. London. 1951. V. 64B. № 381. P. 747–753.
- 12. Petch N. J. J. Iron Steel Inst. 1953. V. 174. P. 25-28.
- 13. Firstov S. A., Rogul T. G., Shut O. A. Functional Mater. 2009. V. 16. №4. P. 364-373.
- 14. Pande C., Cooper, K. Prog. Mater. Sci. 2009. V. 54, P. 689-706.
- 15. Louchet F., Weiss J., Richeton T. Phys. Rev. Lett. 2006. 97. P. 75504(1-4).
- 16. Valiev R. Z., Langdon T. G. Adv. Eng. Mater. 2010. V. 12. № 8. P. 677-691.
- 17. Фирстов С.А., Рогуль Т.Г., Марушко В.Т., Сагайдак В.А. Вопросы материаловедения. 2003. Т. 33. №1. С. 201-205.

КРУГОВЫЕ ПРИЗМАТИЧЕСКИЕ ДИСЛОКАЦИОННЫЕ ПЕТЛИ В СФЕРИЧЕСКИ СИММЕТРИЧНЫХ СИСТЕМАХ: В ОБОЛОЧКЕ, В ШАРЕ И ВБЛИЗИ ПОРЫ

Колесникова А.Л.¹, Гуткин М.Ю.¹⁻³, Красницкий С.А.², Романов А.Е.³⁻⁵

¹ Институт проблем машиноведения РАН, С.-Петербург, Россия ²Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, С.-Петербург, Россия

³ Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, С.-Петербург, Россия ⁴ Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия

⁵ Тольяттинский государственный университет, Тольятти, Россия annakolesnikovaphysics@gmail.com; m.y.gutkin@gmail.com; krasnitsky@inbox.ru; aer@mail.ioffe.ru

Дислокационные петли играют важную роль в физике и механике различных наноструктур. Разработка теоретических моделей их поведения требует знания упругих полей и энергий этих петель в соответствующих наноструктурах. Сегодня уже известны упругие поля и энергии круговых дислокационных петель в бесконечной среде, у плоских границ раздела и свободных поверхностей, в тонких плоских слоях и в цилиндрических системах. В то же время, строгие решения задач об упругих полях круговых дислокационных петель в телах со сферическими границами раздела или свободными поверхностями, которыми удобно моделировать некоторые наноструктуры, исчерпываются работами [1–4]. К сожалению, полученные в этих работах решения представлены в них фрагментарно, что сильно затрудняет их практическое использование.

В настоящей работе получены решения граничных задач теории упругости о круговых призматических дислокационных петлях в упругих телах с одной или двумя сферическими свободными поверхностями: в шаре, в бесконечном теле со сферической полостью и в сферической оболочке конечной толщины (рис. 1). В предположении, что петля занимает осесимметричное положение относительно сферических поверхностей, найдены поля напряжений, дилатации и упругая энергия петли. Решения получены аналитически в виде рядов с полиномами Лежандра, удобных для численных расчетов. Показано, что в случае, когда радиус петли соизмерим с радиусом свободной поверхности, поля напряжений и дилатации сильно экранируются и искажаются свободной поверхностью (рис. 2). Упругая энергия петли сильно зависит от ее радиуса и положения в шаре (частице), в оболочке или вблизи полости (рис. 3). В



Рис. 1. Круговая призматическая дислокационная петля с вектором Бюргерса b, касательным вектором l и радиусом c в оболочке с внутренним и внешним радиусами a_p и a. Показаны декартова (x, y, z), цилиндрическая (r, φ, z) и сферическая (R, φ, θ) системы координат.

частицах и оболочках энергия достигает максимума, когда петля залегает в экваториальной плоскости и имеет радиус порядка 0.8 радиуса частицы или оболочки. В



Рис. 2. Карты полей напряжений σ_{RR} и $\sigma_{R\theta}$ круговой призматической дислокационной петли в меридиональном сечении (x = 0) оболочки при $a_p = 0.3a$ и (a, b) c = 0.7a, $z_0 = 0$, (c, d) $c = 0.3a, z_0 = 0.7a$. Значения напряжений даны в единицах Gb/a при v = 0.3, где G – модуль сдвига, b – величина вектора Бюргерса петли, v – коэффициент Пуассона.

случае полости она увеличивается по мере роста радиуса петли и ее смещения из экваториальной плоскости.

Полученные решения позволили исследовать критические условия зарождения круговых петель дислокаций несоответствия на межфазных границах в композитных наночастицах, состоящих из сферически симметричных сплошных [5] и полых [6] ядер и оболочек.

- 1. J.R. Willis, B. Bullough, A.M. Stoneham, Philos. Mag. A 48 (1983) 95.
- 2. W.G. Wolfer, W.J. Drugan, Phil. Mag. A 57 (1988) 923.
- 3. V.G. Gryaznov, I.A. Polonsky, A.E. Romanov, L.I. Trusov, Phys. Rev. B 44 (1991) 42.
- 4. В.П. Бондаренко, Н.В. Литошенко, Прикл. механика 33 (7) (1997) 16.
- 5. М.Ю. Гуткин, А.Л. Колесникова, С.А. Красницкий, А.Е. Романов, ФТТ 56 (2014) 695.
- 6. М.Ю. Гуткин, А.Л. Колесникова, С.А. Красницкий, А.Е. Романов, см. наст. сборник.



Рис. 3. Упругая энергия круговой призматической дислокационной петли в оболочке (*a*), шаре (*b*) и вблизи сферической поры (*c*). Слева показаны карты энергии в координатах $(c/a, |z_0|/a)$ (*a*, *b*) и $(c/a_p, |z_0|/a_p)$ (c), справа – ее зависимость от приведенного радиуса при $z_0 = 0$. Значения энергии приведены в единицах $100Gb^3$ при v = 0.3, a = 100b, $a_p = 30b$ (*a*) и 100b (*c*). [∞]*E* – упругая энергия петли в бесконечной среде.

ПОДОБИЕ РАЗМЕРНЫХ СООТНОШЕНИЙ В УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТЫХ ПОЛИКРИСТАЛЛАХ МЕТАЛЛОВ И В СТАЛЯХ С ФРАГМЕНТИРОВАННОЙ СУБСТРУКТУРОЙ

Конева Н.А., Попова Н.А., Козлов Э.В.

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Томский государственный архитектурностроительный университет», г.Томск, Россия koneva@tsuab.ru

Введение

Ранее авторами было установлено [1], что в микрообласти размеров зёрен и фрагментов в накоплении дислокаций проявляются другие закономерности по сравнению с закономерностями в мезообласти размеров. Это явление характерно как для ультрамелкозернистых (УМЗ) поликристаллов чистых металлов, так и для малых фрагментов, наблюдаемых в деформированных мартенситных сталях [7]. Известно, что соотношение между размерами зёрен, дислокационных ячеек и фрагментов и плотностью дислокаций играет важную роль в теории дислокационных субструктур и в концепциях дислокационного упрочнения [2].

Мартенситные стали имеют сложную структуру. В процессе пластической деформации в них происходят субструктурно-фазовые превращения. Это сопровождается накоплением дефектов, и перераспределением углерода и других легирующих элементов, что приводит к образованию карбидных фаз. В процессе интенсивной пластической деформации (ИПД) чистых металлов также происходят субструктурно-фазовые превращения. Они заключаются как в накоплении дефектов, так и в образовании частиц вторичных фаз. Их возникновение связано с захватом кислорода во время ИПД и наличием примесей в исходном материале. Представляет значительный интерес выявить наличие (или отсутствие) общности процессов субструктурно-фазовых превращений, происходящих при деформации стали мартенситного класса и в чистом металле при ИПД.

Работа посвящена описанию результатов детального исследования дислокационной субструктуры с измерением скалярной плотности дислокаций и фазовых превращений в ультрамелкозернистой (УМЗ) меди, изготовленной методом ИПД, и деформированной мартенситной стали с целью установления закономерностей накопления дислокаций и фазовых превращений в зависимости от размера зерен и дислокационных фрагментов.

1. Материал и методы исследования

Объектом исследования являлись УМЗ медь, изготовленная методом ИПД – равноканальным угловым прессованием и катаная отпущенная мартенситная сталь 38Х3НМФА, деформированная растяжением при комнатной температуре в интервале степеней деформации $\varepsilon = 0...90$ %. Исследования выполнены методом ПЭМ на фольгах. Измерены средние размеры зёрен (для УМЗ меди) и фрагментов (для стали) и размеры различного типа зёрен и фрагментов, имеющих разную дислокационную субструктуру (без дислокаций, с хаотически распределёнными дислокациями или образующими сетчатую субструктуру и с дислокационными ячейками) [1,10]. Во всех типах зёрен УМЗ меди и во фрагментах стали измерена скалярная плотность дислокаций. Определены как средняя плотность дислокаций по материалу в целом, так и плотность дислокаций во фрагментах стали и в каждом типе зёрен УМЗ меди отдельно.

2. Результаты и их обсуждение

Пластическая деформация, зёренная структура и наночастицы вторых фаз в микрокристаллической меди. На рис.1*а–в* представлены электронномикроскопические изображения типов зёрен, присутствующих в материале.



Рис.1. Электронно-микроскопические изображения зёрен УМЗ меди (*a-в*) и фрагментов в деформированной мартенситной стали (*z-e*): зёрна (*a*) и фрагменты (*z*) с хаотически распределенными дислокациями или дислокационными сетками; зёрна (δ) и фрагменты (∂) с дислокационными ячейками; бездислокационные зёрна (*в*) и фрагменты (*e*)

Как видно из рис. 1a-e, зёрна либо содержат, либо не содержат дислокации. Можно выделить три типа зёрен: 1) зерна с хаотической и сетчатой субструктурой; 2) зёрна, содержащие субграницы и 3) зёрна, свободные от дислокаций. Внутри зёрен, на их границах и в стыках присутствуют частицы вторых фаз. Этими фазами являются: частицы интерметаллида Cu₃Sn(Sb), нитрида Cu₃N, и окислов Cu₂O и CuO. Размеры их много меньше размеров микрозерен меди и убывают в порядке перечисления фаз от нескольких сотен до нескольких десятков ангстремм. Первая фаза образовалась из исходно присутствующих в меди примесей, остальные – из захваченных из атмосферы в ходе ИПД азота и кислорода. Частицы фаз Cu₃Sn(Sb) и Cu₃N имеют довольно правильную огранку и располагаются, как правило, в стыках зёрен меди. Частицы фаз CuO и Cu₂O имеют округлую форму. Частицы Cu₂O присутствуют на границах, на субграницах и в теле зёрен, нередко на дислокациях. В бездислокационных зёрнах частицы присутствуют по границам и в стыках зёрен, в зёрнах с дислокациями – внутри и по границам зёрен.

Фрагментированная структура в мартенситных сталях и микрочастицы вторых фаз. В результате деформации в мартенситных кристаллах (мартенситных рейках, пластинах) образуется фрагментированная субструктура [1]. Фрагменты могут быть как изотропными (равноосными), так и анизотропными (вытянутыми). Анизотропные фрагменты содержат дислокационную структуру (сетчатую или ячеистую). Изотропные фрагменты образуются только в ходе деформации и свободны от дислокаций. Электронно-микроскопические изображения всех типов фрагментов в деформированной стали представлены на рис.1 z—e. В мартенситных сталях фрагментированная субструктура образуется как в результате термообработки, так и при деформации. Фрагмент кристалла мартенситной стали отличается от фрагмента однородного материала тем, что часть его границы, как правило, одновременно является частью границы мартенситной рейки. Внутри фрагментов наблюдается либо хорошо развитая сетчатая (рис.1z) или ячеистая (рис.1d) дислокационная субструктура, либо дислокации вообще отсутствуют (рис.1e). Дислокационная структура во фрагментах тесно связана с распределением карбидных фаз в них. В анизотропных фрагментах частицы карбидных фаз (специальных карбидов типа M_2C и цементита Fe₃C) присутствуют внутри фрагментов и на их границах. В изотропных фрагментах карбиды (в основном M_2C) располагаются только на границах и в стыках фрагментов. Таким образом, распределение частиц фаз в УМЗ меди и деформированной стали обнаруживает общие черты.

Сопоставление размеров зёрен в УМЗ меди и фрагментов в мартенситной стали. Измерение размеров разного типа зерен УМЗ меди и фрагментов мартенситной стали показало, что и по размеру микрозёрен меди и фрагментов в стали, и по типу дислокационной структуры в них, и по расположению частиц вторых фаз микрозёрна меди и фрагменты стали могут быть сопоставлены.

Обозначим наблюдаемые структурные типы зёрен и фрагментов: тип I (Самого малого размера) – бездислокационные зёрна или фрагменты; тип II (имеющие больший размер) – зёрна или фрагменты с хаотической и сетчатой дислокационной структурой и тип III (наибольшего размера) – зёрна или фрагменты с ячеистой субструктурой. Средние размеры зерён и фрагментов соответствующих типов близки, а именно, размеры бездислокационных зёрен и бездислокационных фрагментов практически совпадают, размеры дислокационных нанозёрен и нанофрагментов перекрываются. Зёрна и фрагменты размером 50–400 нм в УМЗ меди и в стали обнаруживают сходное поведение.

Плотность дислокаций и размер субструктурных образований. Измерения, выполненные в работе, показали, что зависимости скалярной плотности дислокаций от размера различных субструктурных образований в мартенситной стали и в УМЗ меди имеют много общего. Размер фрагментов в стали влияет на величину скалярной плотности дислокаций так же, как размер зёрен и субзёрен в меди. Соответствующие данные представлены на рис.2. Видно, что скалярная плотность дислокаций



Рис.2. Зависимости скалярной плотности дислокаций р от размера зерен УМЗ меди (1) и фрагментов в стали (2) с хаотически расположенными дислокациями или дислокационными сетками

оказывается пропорциональной размеру зёрен и фрагментов, то есть имеет место соотношение:

 $\rho = C \cdot d$,

где C – константа. Важным является тот факт, что зависимость плотности дислокаций ρ от размера фрагментов в стали оказывается подобной зависимости ρ от размера микрозёрен в УМЗ меди.

Полученные результаты свидетельствуют, что размерный эффект проявляется одинаково и в зёрнах УМЗ меди, и во фрагментах стали. На рис.2 виден критический размер зёрен и фрагментов, при котором они становятся бездислокационными (пунктирными линиями на рис.2 продолжены соответствующие зависимости до значения $\rho = 0$). Средние критические размеры зёрен и фрагментов совпадают. Их значения близки к 100 нм.

- 1. Козлов Э.В., Тришкина Л.И., Попова Н.А., Конева Н.А. // Физическая мезомеханика. 2011. Т.14, №3. С.95-110.
- 2. Kuhlmann Wilsdorf D. // Phil. Mag. 1999. V.79, №4. P.955-1008.

ПОВЕДЕНИЕ И СВОЙСТВА ЧУГУНОВ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ УДАРЕ И УДАРНОМ РАСТЯЖЕНИИ

Савенков Г.Г.¹, Брагов А.М.², Рудомёткин К.А.³

¹Санкт-Петербургский технологический институт (технический университет), Санкт-Петербург, Россия ²Научно-исследовательский институт механики НГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия ³Водтрансприбор, г. Санкт-Петербург, Россия

Как конструкционный материал серый чугун феррито-перлитного класса марок СЧ 18, СЧ 20, СЧ 25 достаточно широко применяется практически во всех отраслях машиностроительного комплекса, в том числе специального машиностроения, для изделий и деталей, работающих при повышенных статических и динамических нагрузках. Механические свойства серых чугунов данного класса при статических условиях нагружения достаточно подробно изучены и стандартизованы. Однако в некоторых весьма специфических случаях его применения необходимо знание его поведения и свойств в условиях динамических нагрузок при скоростях деформации $\dot{\varepsilon} = 10^3 - 10^5 \text{ c}^{-1}$. На практике, как свойства, так и его механизмы деформации при таких скоростях деформации отсутствуют.

В настоящей работе исследовался чугун марки СЧ 18 при ударном растяжении на составном стержне Гопкинсона и в условиях удара плоским и квазисферическим ударниками со скоростями $V_0 = 100 - 2000$ м/с.



Рис. 1. Диаграмма развития напряжения во времени при растяжении образца и соответствующее изменение скорости деформации

Микроструктура образца характеризовалась следующими параметрами: металлическая основа представлена пластинчатым перлитом до 90% с межпластинчатым расстоянием от 0,3 до 0.8 мкм и фосфидной эвтектикой в виде отдельных включений игольчатого строения. Распределение графита зафихрённого вида с морфологией розеточного типа образовано пластинами длиной до 500 мкм.

Испытания на составном стержне Гопкинсона показали, что прочность чугуна существенно увеличивается и динамический предел прочности составляет $\sigma_{bd} = 320 \pm 20 \text{ M}\Pi a$ против 180 МПа у статического предела прочности. При этом более чем в пять раз уменьшается показатель деформационной способности – относительное удлинение (см. рис. 1, 2).



Рис. 2. Диаграммы напряжение – деформация для образцов (а) и (б) на рис. 1

Для определения предела прочности чугунов при растяжении применялась также модификация методики Кольского – «Бразильский тест» (испытание на раскалывание) (рис.3). Образцы представляли собой диски диаметром 10,2 мм и высотой 4 мм. Испытания проводились при скорости деформации $\dot{\varepsilon} = 1,5 \cdot 10^3 \text{ c}^{-1}$. Результаты испытаний приведены на рис. 4. В целом, динамическая прочность образцов при сжатии на 40–45% больше, чем при растяжении. Деформационная способность находится на уровне деформационной способности при растяжении в квазистатических условиях.



Рис. 3. Схема нагружения образца при испытании на раскалывание



Рис. 4. Диаграммы деформирования образцов чугуна при сжатии

Поскольку проникание компактных поражающих элементов (КПЭ) типа ударного ядра (УЯ) или тонких пластин с начальными скоростями соударения ~ 800– 2000 м/с в преграды любой толщины из хрупких металлических материалов имеет некоторые специфические особенности, то в работе проведены экспериментальные исследования по пробитию такими КПЭ преград из СЧ-18.

Параметры КПЭ 1-го типа (ударное ядро): начальная скорость удара $V_0 \approx$ 1900 м/с, характерный размер в поперечном сечении ~ 20 мм, материал – медь марки М1. Параметры КПЭ 2-го типа (пластина): начальная скорость удара $V_0 \approx 800$ м/с, диаметр 20 мм, толщина 1,5 мм материал – медь марки М1.

Геометрические параметры мишеней следующие: для ударного ядра – толщина 60 мм, диаметр – 90 мм; для пластины – толщина 15 мм, диаметр – 90 мм. Мишени вырезаны из одной и той же заготовки.

Глубина проникания ударного ядра – ~ 37 мм, глубина проникания медной пластинки – ~ 6 мм, при этом мишени при проникании УЯ раскалывались на две части, т.е. можно предположить, что доразделение (на глубину ~ 23 мм) мишени определялось появлением впереди ядра магистральной трещины, которая и приводила к такому эффекту (рис.5). Отметим также, что ударное ядро полностью растекалось по поверхности каверны, которая представляла из себя омеднённую воронку неправильной формы с характерными узловыми точками (рис. 6), которые являлись реперами изменения механизма высокоскоростного проникания УЯ. Расстояние между узловыми точками составляло ~ 8 – 12 мм. ранее узловые точки наблюдались только при пробитии преград из вязких пластичных металлов [1, 2].



Рис. 5. Образование трещины перед ударным ядром



Рис. 6. Вид преграды после пробития УЯ (узловые точки показаны стрелками)

При ударе пластинки на тыльной стороне мишени так же образовывались радиальные трещины, расходящиеся из центра мишени (рис. 7*a*), однако разделения мишени на части не происходило.



Рис. 7. Трещины на тыльной стороне мишени (*a*), хаотизация структуры (б) и трещины внутри ферритового зерна (*в*) при ударе медной пластинки со скоростью 800 м/с

В обоих случаях высокоскоростное воздействие КПЭ на мишени не вызвало видимых изменений, связанных с пластической деформацией в структуре чугуна. Структура приобретала хаотическое фрагментированное строение (рис. 7 б). Как правило, все микро и мезотрещины образовывались вдоль границ графитовых пластин, иногда трещины наблюдались внутри ферритовых зёрен (рис. 7 в).

Таким образом, в качестве предварительного вывода можно сделать заключение о том, что с увеличением скорости удара и толщины мишени осуществляется более интенсивный переход (и без того хрупкого материала) в ещё более хрупкое состояние. При этом, поскольку при более высокой скорости удара волновые процессы проявляются в большей степени, мишень выступает как система автономных областей [3], на что указывает образование узловых точек. Ни в одном из случаев проникания КПЭ следов пластической деформации не наблюдалось. Очевидно, что образование трещин на тыльной поверхности мишени при ударе пластинки связано с интерференцией волн нагрузки и разгрузки от внешних поверхностей мишени.

Список литературы

- 1. Гладышев С.А., Григорян В.А. Броневые стали. М.: Интермет Инжиниринг, 2010. 336 с.
- Савенков Г.Г., Семашкин Г.В., Щукина Е.В., Васильев В.Д. и др. Особенности механизмов пластической деформации и разрушения при проникании компактных поражающих элементов в металлическую преграду // Известия Санкт-Петербургского государственного технологического института (технического университета). 2013. № 21 (47). С. 87 – 92.
- 3. Иванов А.Г. Динамическое разрушение и масштабные эффекты (обзор) // Прикладная механика и техническая физика. 1994. № 3. С. 116 131.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ МОДЕЛИ ПРОЦЕССОВ НАКОПЛЕНИЯ ПОВРЕЖДЕНИЙ

Нарбут М.А.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия narbut2010@yandex.ru

Для описания процесса накопления повреждений в области $\Omega \subset \mathbb{R}^m$ (m = 1, 2, 3), занимаемой деформируемым телом, используется квазилинейное уравнение параболического типа

$$\partial_t \omega - \operatorname{div}[A(\omega, \sigma) \operatorname{grad} \omega] = f(\omega, \sigma)$$
 (1)

относительно скалярного поля поврежденности $\omega(x,t)$ при заданном тензорном поле напряжений $\sigma(x,t)$, которое, в свою очередь, может зависеть от поврежденности $\omega(x,t)$, ($x \in \Omega$). Если коэффициент $A(\omega,\sigma)$ является постоянной величиной, дифференциальное уравнение (1) сводится к уравнению диффузии

$$\partial_t \omega - A\Delta \omega = f(\omega, \sigma) \tag{2}$$

с заданной нелинейной функцией источников f.

Решения уравнений (1), (2) следует искать при начальном условии $\omega(x,0) = \varphi(x)$ и граничном условии $\omega(x,t) = g(x,t), x \in \partial \Omega$. Функция g(x,t) характеризует поврежденность границы области $\partial \Omega$, при отсутствии дефектов на границе g = 0.

Для пространственно однородной задачи $\partial_x \omega = 0$, и модели (1), (2) сводятся к обыкновенному дифференциальному уравнению

$$D_t \omega = f(\omega, \mathbf{\sigma}), \qquad (3)$$

предложенному, как известно, в работах Л.М. Качанова [1] и Ю.Н. Работнова [2].

Различные модели процесса накопления повреждений отличаются выбором функций $A(\omega, \sigma)$ и $f(\omega, \sigma)$, основанном на тех или иных эвристических или физических соображениях [3, 4]. Функция поврежденности $\omega(x,t)$ также допускает различные физические толкования и различные нормировки, из которых наиболее часто используется условие $\omega \in [0,1]$. Диффузионные модели (1), (2) позволяют рассматривать распространение волн повреждений, а также локализованные в пространстве и неограниченно возрастающие на конечном отрезке времени решения, известные как режимы с обострением [5,6]. В приложении к проблеме длительной прочности режимы с обострением (blow-up) моделируют локализацию повреждений, которая регистрировалась в ряде экспериментов методом акустической эмиссии. В последнем случае полагаем, что функция поврежденности $\omega(x,t)$ может принимать любые положительные значения.

Остановимся кратко на пространственно-одномерной задаче ($x \in \Omega \subset R$)

$$\partial_t \omega - \partial_x [A(\omega, \sigma) \ \partial_x \omega] = f(\omega, \sigma).$$
 (4)

Если $A(\omega,\sigma) = \text{const}$ и $f(\omega,\sigma) = b\omega(1-\omega)$, уравнение (3) принимает вид классического уравнения Колмогорова–Петровского–Пискунова, имеющего автоволновое решение $\omega(\xi)$, $\xi = x - Vt$, которое позволяет описать распространение фронта разрушения с некоторой скоростью V. Напомним, что понятие фронта разрушения было введено Л.М. Качановым. Однако модель Качанова – Работнова (3) не является волновой, предполагается, что процесс накопления повреждений в каждой точке рассматриваемой области происходит независимо и определяется только напряженным состоянием в данной точке. Диффузионная модель (1) является нелокальной: в ней существенны пространственные потоки дефектов, пропорциональные величине градиента поврежденности grad ω . В рамках диффузионной модели с источником $f(\omega) = A\omega^m - B\omega^{m+n}$ волны повреждений рассматривались в работе [7]. Для уравнения (4) с постоянным коэффициентом A и произвольной функцией $f(\omega,\sigma)$ скорость фронта V определяется из нелинейного дифференциального уравнения

$$A y D_{\omega} y + V y + f(\omega, \sigma) = 0, \quad y = \partial_{\varepsilon} \omega.$$

Важным достоинством классической модели Качанова–Работнова является простота вычислений, связанных с интегрированием как уравнения (3), так и простейших его обобщений. Расчет поля повреждений по диффузионным моделям более сложен, для его проведения естественно использовать современные пакеты компьютерной математики, в частности, MATLAB. Решение нелинейного уравнения (1) при известных ограничениях [8] можно вычислить, используя метод последовательных приближений. В качестве примера в работах [8, 9] было рассмотрена задача для нелинейного уравнения

$$\partial_t \omega - \partial_i [A(|\text{grad } \omega|) \partial_i \omega] = f(\mathbf{x}, \omega)$$
 (5)

49

в области $Q = \Omega \times (0,T)$ при однородном граничном условии $\omega(x,t) = 0$, $x \in \partial \Omega$ и начальном условии $\omega(x,0) = \varphi(x)$. Что же касается функции $A(|\text{grad } \omega|)$, то она задавалась формулой

$$A = \alpha - \beta / [1 + |\text{grad } \omega|^2],$$

где $\alpha, \beta > 0$ и $\alpha > \beta$. Для решения уравнения (5) применяется итерационный процесс

$$\varepsilon \partial_t \omega^{(n+1)} - \Delta \omega^{(n+1)} = -\Delta \omega^{(n)} + \varepsilon [\partial_i (A(|\text{grad } \omega^{(n)}|) \partial_i \omega^{(n)}) + f(x, \omega)], \tag{6}$$

который сходится к обобщенному решению рассматриваемой задачи, начиная с любого начального приближения, в подходящем функциональном пространстве оптимальным образом при $\varepsilon = 2/(2\alpha - \beta)$. Численная реализация итерационного процесса (6) была осуществлена в системе MATLAB.

В заключение отметим, что пространственно-временные модели процесса накопления повреждений были введены в работах [6, 7, 10–12].

- 1. Качанов Л.М. О времени разрушения в условиях ползучести // Изв. АН СССР. Отд.техн.н., 1958, №8. С.26-31.
- Работнов Ю.Н. О механизме длительного разрушения. // Вопросы прочности материалов и конструкций. Изд. АН СССР, М.1959. С.5-7.
- 3. Арутюнян Р.А. Проблема деформационного старения и длительного разрушения в механике материалов. СПб.: Изд. СПбГУ, 2004. 252 с.
- 4. Петреня Ю.К. Физико-механические основы континуальной механики повреждаемости. СПб., НПО ЦКТИ, 1997. 147 с.
- 5. Самарский А.А., Галактионов В.А., Курдюмов С.П., Михайлов А.П. Режимы с обострением в задачах для квазилинейных параболических уравнений. М.: Наука, 1998. 480 с.
- 6. Bertsch M., Bisegna P. Blow-up solutions of a non-linear parabolic equation in damage mechanics // Euro. J. of Appl. Math., 1997. v.8., p.89-123.
- 7. Лобанов Е.В. О волнах повреждений в твердых телах. Вестн. Московского ун-та, 1994, сер. 1, 3. С. 67-70.
- 8. Кошелев А.И. Применение универсального итерационного процесса к некоторым задачам механики. // Вестн. С.-Петерб. ун-та. Сер.1. 2008. Вып.2. С. 47- 55.
- Нарбут М.А. Численная реализация итерационных процессов, применяемых при исследовании нелинейных краевых задач теории упругости и фильтрации. // Вестн. С.-Петерб. ун-та. Сер.1. 2008. Вып.2. С. 86-92.
- 10. Barenblatt G.I., Prostokishin V.M. A mathematical model of damage accumulation taking into account microsructural effects // Euro. J. of Appl. Math., 1993. v.4., p.225-240.
- 11. Нарбут М.А. Динамические модели наследственной теории упругости и задачи идентификации деформируемых систем. Автореф. дисс. на соиск. уч. степ. д.ф.-м.н. СПб.: СПбГУ, 1995.30 с.
- 12. Нарбут М.А. Диффузионные модели накопления повреждений в условиях ползучести.// Проблемы механики деформируемого твердого тела: Межвуз.сб./Санкт-Петербургский государственный университет. СПб.: СПбГУ. 2002. С.241-247.

НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ СТАТИЧЕСКОЙ И ЦИКЛИЧЕСКОЙ ТРЕЩИНОСТОЙКОСТИ КОНСТРУКЦИОННЫХ МЕТАЛЛОВ

Рыбакина О.Г.

ФГУП «Крыловский государственный научный центр», Санкт-Петербург, Россия, rybakinae@mail.ru

1. Проблема разрушения рассматривается в двух аспектах: (1) накопление повреждений и образование усталостной трещины; (2) распространение трещины и переход ее в неустойчивое состояние. В обоих случаях разрушение рассматривается как процесс, т.е. в рассмотрение вводятся параметры, которые изменяются в процессе работы элемента конструкции до достижения критического значения.

Первые результаты исследований стадии накопления повреждений были получены применительно к разрушению при ползучести. Большую роль в развитии этих исследований сыграли работы Л.М. Качанова [1], и Ю.Н. Работнова [2]. В этих работах были введены либо функция сплошности, либо функция поврежденности и построены кинетические уравнения, в которых изменение этих функций зависит от их величин и других переменных, существенных для рассматриваемого процесса. За прошедшие десятилетия были получены существенные результаты как теоретические, так и экспериментальные, благодаря которым механика разрушения стала инструментом для количественного описания картины макроскопического разрушения твердого тела. Разрабатываемая на ее основе методология позволяет в количественной форме прогнозировать работоспособность реальных конструктивных элементов в процессе эксплуатации. Эта же методология позволяет проанализировать возникающие эксплуатационные повреждения.

Существенные затруднения связаны с выбором величины трещины, определяющей переход процесса разрушения из одной стадии в другую. Эта величина, с точки зрения возможности приложения механики разрушения к реальным расчетам, определяется уровнем средств неразрушающего контроля, с помощью которых эти дефекты обнаруживаются. Их совершенствование снижает уровень «незамечаемости» дефекта.

Исследования докритического роста трещин интенсивно ведутся во многих странах, в том числе изучается распространение трещины в условиях циклического нагружения, докритический рост трещин в пластичных металлах, исследуется влияние на скорость распространения трещины скорости нагружения, время нахождения под нагрузкой, влияние агрессивной окружающей среды. Использование высокопрочных материалов в больших толщинах позволяет использовать линейную механику разрушения как при расчете циклической долговечности, так и при оценке критического состояния. Однако во многих случаях материал способен к большим пластическим деформациям. В этих условиях линейная механика разрушения обеспечивает консервативный расчет, в результате чего конструкция выбраковывается, не используя в полной мере работоспособность материала.

Исследования трещиностойкости материала в условиях статического и циклического нагружений обладают определенной спецификой. При циклическом нагружении имеют место малые приращения длины трещины и применение линейной механики разрушения вполне оправдано. В этом случае главным параметром, характеризующим ситуацию в окрестности вершины трещины, является коэффициент интенсивности напряжений K. При статическом разрушении рассматривается процесс разрушения, состоящий из страгивания трещины, ее стабильного роста и окончательного нестабильного распространения. Тогда в рассмотрение вводится *J*-интеграл, как параметр, характеризующий вязкое разрушение.

В докладе рассматриваются следующие аспекты проблемы:

– распространение трещины при малоцикловом нагружении, когда количество циклов до начала ее неустойчивого распространения лежит в диапазоне $10^3 \div 10^4$ циклов;

- статическое распространение трещины в материале с учетом его пластических свойств;

– учет влияния фактора времени и агрессивной среды на распространение трещины при статическом и циклическом нагружении.

2. Зависимость *J*–интеграла (или в упругой области *K*) от приращения длины трещины Δa , называемая диаграммой разрушения, аналогична диаграмме упругопластического деформирования "напряжение – остаточная деформация" и определяется непосредственно из эксперимента. Однако измерение величины Δa в процессе проведения эксперимента – задача существенно более сложная, чем измерение деформации в условиях однородного напряженного состояния. Одним из достоверных источников информации о длине трещины является постоянная регистрация ее раскрытия на поверхности образца (метод упругой податливости). Однако изменение раскрытия трещины обусловлено как ее продвижением, так и пластическим деформированием в ее вершине. Поэтому использование метода упругой податливости достаточно правомерно либо при исследовании циклической трещиностойкости материала, либо на участках разгрузки при построении J_R -кривой. На рис. 1 и 2 приведены типичные схемы испытаний методом упругой податливости.



1 – нагружающий ролик; 2 – образец; 3 – датчик раскрытия





Рис. 2. Измерение глубины трещины методом упругой податливости

С точки зрения построения модели процесса накопления повреждений циклическое нагружение исследовано более широко, чем распространение трещины при статическом нагружении. Это объясняется прежде всего тем, что на большей части траектории распространения трещины коэффициент интенсивности напряжений $K_{\rm I}$ существенно меньше критического значения $K_{\rm Ic}$ и можно считать малой область пластических деформаций в окрестности вершины трещины. Однако и здесь имеются принципиальные неисследованные вопросы, имеющие важное практическое значение.

Полная усталостная кривая обычно строится в двойных логарифмических координатах и представляет собой монотонно возрастающую S-образную кривую, ограниченную вертикальными асимптотами (рис. 3). Эти асимптоты соответствуют размаху порогового значения коэффициента интенсивности напряжений $\Delta K_{\rm th}$ (threshold — пороговый) (порог усталости), ниже которого трещина не растет, и критическому его значению, при достижении которого наступает неустойчивый рост трещины. В рамках линейной и упруго-пластической механики разрушения основными определяющими параметрами являются размах коэффициента интенсивности в вершине трещины $\Delta K_{\rm I}$, коэффициент асимметрии цикла по нагрузке $R_P = P_{\rm min}/P_{\rm max}$, (отношение минимальной и максимальной нагрузок цикла с учетом знака), и коэффициент асимметрии по коэффициенту интенсивности напряжений $R_{K_{\rm I}} = K_{\rm Imin}/K_{\rm Imax}$, (отношение минимального и максимального коэффициентов интенсивности в вершине трещины с учетом знака). Коэффициент асимметрии по нагрузке R_P может принимать любое значение $-\infty < R_P < +\infty$; при этом $0 \le R_P < 1$, если все нагружение происходит в области растяжения; $R_P < 0$, если минимальная и максимальная нагрузки имеют разные знаки; $R_P > 1$, если все нагружение происходит в области сжатия.





Рис. 3. Влияние коэффициента асимметрии *R* на диаграмму усталостного разрушения

Рис. 4. Влияние коэффициента асимметрии *R* на рост усталостной трещины; $\Delta K_{\rm I} = 1500 \,{\rm M}\Pi{\rm a} \cdot \sqrt{{\rm M}{\rm M}}$

В известных публикациях (О. Восиковский, М. Миллер, Р. Ритчи, А. Охта и др.) рассматривается только влияние коэффициента R_P . Установлено, что зависимость скорости роста трещины от коэффициента асимметрии различна для разных материалов. Влияние асимметрии усиливается по мере увеличения статической прочности материалов, причем наибольшее увеличение роста скорости усталостной трещины с ростом асимметрии имеет место на начальной и предкритической стадии (области А и С на рис. 3, рассматривается только $R_P < 1$). Особый интерес представляют области изменения коэффициента асимметрии $R_P < 0$ и $R_P > 1$, т.е. влияние сжатия на процесс распространения трещины.

Задачей экспериментального и теоретического исследования скорости роста усталостной трещины при заданных значениях минимальной и максимальной нагрузки цикла является построение зависимости

$$\frac{da}{dN} = f\left(\Delta K_{\rm I}, R_{K_{\rm I}}\right),\tag{1}$$

где $\Delta K_{\rm I} = K_{\rm Imax} - K_{\rm Imin}$; $K_{\rm Imax}$, $K_{\rm Imin}$ изменяются в процессе роста усталостной трещины. Эти параметры определяются расчетом и зависят от геометрии элемента конструкции и трещины, внешней нагрузки и остаточных сварочных напряжений. Функция $f(\Delta K_{\rm I}, R_{K_{\rm I}})$ является механической характеристикой материала и определяется экспериментально.

Исследования Г. Бута и С. Меддокса показали, что проблема оценки эффективной величины ΔK_{I} требует учета эффекта закрытия трещины. Экспериментальные результаты, полученные в этой работе, показали, что в процессе циклического нагружения трещина остается закрытой на некоторой части цикла. Это явление имеет место не только при отрицательных значениях R_P , но и для циклов, полностью действующих в области растяжения.

Проблема влияния асимметрии цикла приобретает особое значение, если трещина расположена в той части конструкции, где имеются остаточные сварочные напряжения. Если, например, при растягивающих сварочных напряжениях в конструкции к ней приложена внешняя сжимающая нагрузка, то в ненагруженном состоянии в вершине трещины $K_{\text{Imax}} > 0$, а после приложения нагрузки в вершине трещины реализуется K_{Imin} , зависящее от величины сжимающей нагрузки. Очевидно, что в такой ситуации учет асимметрии коэффициента интенсивности при расчете роста усталостной трещины имеет принципиальное значение.

В отношении усталостного разрушения наименее исследован экспериментально третий участок усталостной диаграммы, соответствующий количеству циклов до разрушения $10^3 \div 10^4$, представляющий большой практический интерес. Трудности экспериментального исследования этого участка связаны с относительно большой скоростью распространения усталостной трещины и необходимостью работать при максимальных значениях коэффициента интенсивности напряжений, близких к критическому значению. Соответственно, влияние асимметрии цикла, эффект закрытия трещины и эффект сжимающих напряжений на третьем участке усталостной кривой требуют экспериментального и теоретического исследования. Исследования, проведенные В.И. Нигматуллиным [2], показали существенное влияние коэффициента асимметрии в области С. Некоторые результаты приведены на рис. 4: четыре образца с начальными трещинами одинаковой глубины подвергались циклической нагрузке коэффициента одинаковым размахом интенсивности напряжений с $\Delta K_{\rm I} = 1500 \,{\rm M\Pi a} \cdot \sqrt{{\rm MM}}$; на распространение трещины на последнем этапе существенно влияет R_P , причем критическое значение $K_{\rm Ic}$ на всех четырех образцах примерно одинаковое и составило 4300 МПа · √мм .

3. Для расчета страгивания трещины, ее устойчивого роста и неустойчивого распространения в качестве критерия используется кривая сопротивления росту трещины ($J_{\rm R}$ -кривая), представляющая собой зависимость между величиной *J*-интеграла и приращением глубины трещины Δa . При построении $J_{\rm R}$ -кривой основная трудность состоит в достоверном экспериментальном определении приращения глубины трещины разработан ряд методов. Наиболее распространенным является метод упругой податливости, в соответствии с которым в процессе испытаний образца производятся его неполные разгрузки, и по полученным диаграммам определяется текущая глубина трещины (рис. 2). Но на практике при использовании этого метода экспериментатор сталкивается с серьезными трудностями, так как на результат оказывают влияние шероховатость поверхности трещины в окрестности вершины, выбор диапазона раскрытия на диаграмме разгрузки, наличие некоторой петли нагрузка-разгрузка и ряд других. В качестве альтернативы предложен метод линейной нормализации (Дж.Ландес, 1979).

Рассматривается экспериментальная зависимость P(v) между нагрузкой и перемещением точки приложения силы вдоль линии действия силы, полученная на образце с начальной трещиной a_0 . Необходимо в каждой точке этой зависимости установить приращение длины трещины $\Delta a = a - a_0$.

Будем предполагать, что нагрузка Р может быть представлена в виде:

$$P(a, v_{\rm nl}) = G(a/W)H(v_{\rm nl}/W), \qquad (2)$$

где W – высота образца, v_{pl} – пластическая составляющая перемещения v.

На основании многочисленных экспериментальных исследований, проведенных на стандартных образцах, используемых для построения $J_{\rm R}$ -кривой в [4] был предложен вид функции G(a/W):

$$G(a/W) = BW \left(1 - \frac{a}{W}\right)^{\eta_{\rm pl}},\tag{3}$$

где параметр $\eta_{\rm pl}$ зависит от геометрии образца и не зависит от размера трещины, B – толщина образца. Следуя [4], введем понятие нормализованной нагрузки $P_{\rm N}$:

$$P_{\rm N} = \frac{P}{BW} \left(1 - \frac{a}{W} \right)^{-\eta_{\rm pl}}.$$
(4)

Если в каждой точке экспериментальной зависимости P(v) установлена величина нормализованной нагрузки P_N , то известно и приращение длины трещины Δa . Введем градиент нормализованной нагрузки ΔP_N , соответствующий фиксированному уровню нагрузки P и обусловленный приращением длины трещины Δa , [5]:

$$\Delta P_{\rm N}(\Delta a) = P_{\rm N}(a_0 + \Delta a) - P_{\rm N}(a_0) = \frac{P}{BW} \left[\left(1 - \frac{a_0 + \Delta a}{W} \right)^{-\eta_{\rm pl}} - \left(1 - \frac{a_0}{W} \right)^{-\eta_{\rm pl}} \right].$$
 (5)

Для фиксированных значений a_0 и P на основании этой формулы может быть построена серия кривых $\widetilde{\Delta P_N} = \widetilde{\Delta P_N}(\Delta a)$.

В работе Е.Д. Риса и К.-Г. Швальбе [5] на основании большого объема экспериментальных данных, полученных на различных материалах, показано, что зависимость $\Delta P_{\rm N} = \Delta P_{\rm N}(\Delta a)$ линейна во всем диапазоне изменения *P* и Δa . Представим эту зависимость в виде

$$\Delta P_{\rm N}(\Delta a) = \Delta P_{\rm N}(\Delta a_{\rm f}) + \left(\Delta P_{\rm N}\right)'\Big|_{P=P_{\rm max}} \left(\Delta a - \Delta a_{\rm f}\right). \tag{6}$$

Схема ее построения представлена на рис. 5. Указанная прямая на плоскости ($\Delta a, \Delta P_N$) проходит через точку ($\Delta a_f, \Delta P_N(\Delta a_f)$) и касается кривой $\Delta P_N = \Delta P_N(\Delta a)$, соответствующей нагрузке $P = P_{\text{max}}$. Здесь Δa_f и $\Delta P_N(\Delta a_f)$ – приращение глубины трещины и соответствующий градиент нормализованной нагрузки в точке разгрузки образца при $P = P_f$ после прохождения $P = P_{\text{max}}$. Это построение полностью определяет параметры линейной зависимости $\Delta P_N = \Delta P_N(\Delta a)$. При известной зависимости $\Delta P_N = \Delta P_N(\Delta a)$. При известной зависимости $\Delta P_N = \Delta P_N(\Delta a)$ для любого значения приращения глубины трещины Δa из формул (5) и (6) определяется значение нагрузки P. Таким образом, зависимость между нагрузкой и приращением глубины трещины определена. В [6] J_R -кривая построена аналитически с использованием экспериментальной диаграммы P - v, определяенной на стандартном образце. Полученная J_R -кривая приведена на рис. 8 и обозначена цифрой 1. На рис. 6 приведены зависимости $\Delta P_N = \Delta P_N(\Delta a)$ для ряда сталей, также подтверждающие, что эти зависимости близки к линейным.

На рис. 7 для сравнения представлены диаграммы растяжения и $J_{\rm R}$ -кривые двух марок сталей, причем сталь А существенно прочнее стали X80. Однако, как видно из рисунка, менее прочная сталь обладает существенно более высокой трещиностойкостью, и при оценке работоспособности материала $J_{\rm R}$ -кривая играет существенную роль.



Рис. 5. Схема построения зависимости градиента нормализованной нагрузки от приращения глубины трещины.



— — — — Сталь В; — — — — Сталь А;

· – Сталь F690W



4. Схема практического использования $J_{\rm R}$ -кривой для оценки страгивания трещины, ее стабильного распространения и перехода к нестабильному развитию показана на рис. 8, на котором $J_{\rm R}$ -кривая обозначена цифрой 1. Зависимости J-интеграла от приращения глубины трещины для цилиндрической оболочки, выполненной из стали X80, с протяженной трещиной на внутренней поверхности под действием внутреннего давления p, обозначены p_1, p_2, p_3, p_4 . Давления p_1 и p_2 вызывают некоторый прирост трещины до значений a_1 и a_2 , соответственно, после чего дальнейшего роста не происходит. При давлении p_3 глубина трещины достигает значения a_3 и трещина становится неустойчивой. При $p > p_3$ трещина неустойчива в исходном состоянии.

При проведении оценки стабильности распространения трещины в упругопластической области удобно использовать безразмерный модуль разрушения *T*, который определяется по формуле

$$T(a) = \frac{E}{\sigma_0^2} \frac{dJ(a)}{da}$$
(7)



Рис. 8. Схема оценки перехода трещины в неустойчивое состояние; $1 - J_{\rm R}$ -кривая материала; $p_1 < p_2 < p_3 < p_4 - J(a)$ -кривые, рассчитанные для элемента конструкции



Рис. 9. Диаграммы зависимости «коэффициент интенсивности напряжений – приращение глубины трещины» при различных скоростях нагружения $\dot{K}_{\rm I} = 0,1$ (1); $\dot{K}_{\rm I} = 0,3$ (2); $\dot{K}_{\rm I} = 1,0$ (3) МПа·мм^{0,5}

Критерий неустойчивости распространения трещины записывается в виде:

$$T(a) \ge T_{\rm R}(a), \tag{8}$$

где

$$T_{\rm R}(a) = \frac{E}{\sigma_0^2} \frac{dJ_{\rm R}(a)}{da}.$$
(9)

Таким образом, трещина становится неустойчивой, когда в процессе ее распространения модуль разрушения T превосходит модуль разрушения $T_{\rm R}$, соответствующий текущей глубине трещины a.

5. Влияние фактора времени, а именно, скорости деформации при статическом нагружении и частоты при циклическом нагружении, является важнейшей областью исследований, причем при оценке долговременной прочности роль внешних факторов существенно возрастает. Влияние внешней среды может оказаться фактором первого порядка при оценке трещиностойкости материала.

При создании существующих теорий пластичности и ползучести существенную роль сыграл уровень экспериментальных средств. По существу, наиболее распространенным экспериментальным методом оценки влияния на поведение материала временны́х факторов являлось построение кривых ползучести. Тот факт, что экспериментальные данные о зависящем от времени поведении металлов в подавляющем большинстве получены при постоянном значении нагрузки, объясняется относительной простотой технических средств при проведении таких испытаний. Современные сервогидравлические испытательные машины позволяют получить серию кривых $K_{\rm I} = K_{\rm I}(\Delta a)$ в широком диапазоне скоростей нагружения в условиях воздействия агрессивной среды. Пример такого исследования приведен на рис. 9. Зависимость между коэффициентом интенсивности напряжений в вершине трещины $K_{\rm I}(t)$, приращением длины трещины $\Delta a(t)$ и скоростью этого приращения $d(\Delta a)/dt$ запишем в виде, аналогичном использованному Ю.Н. Работновым закону упрочнения при исследовании ползучести [7]:

$$\ln K_{\rm I}(t) = B_1 \ln \Delta a(t) + B_2 + B_3 \ln \frac{d(\Delta a)}{dt}.$$
 (10)

1/4

Входящие в (10) постоянные определяются экспериментально из результатов испытаний, аналогичных представленным на рис. 9, и являются характеристиками материала и среды.

Если эффект времени отсутствует, постоянная B_3 обращается в нуль и приведенное соотношение превращается в известное эмпирическое соотношение П.Париса, в котором K_1 и Δa соответствуют одному циклу нагружения при усталостных испытаниях. При наличии эффекта времени постоянная B_3 отлична от нуля и приведенное дифференциальное уравнение относительно $\Delta a(t)$ позволяет установить зависимость между $K_1(t)$ и $\Delta a(t)$ при произвольном законе изменения $K_1(t)$. Эти результаты позволяют произвести расчет величины критического значения коэффициента интенсивности напряжений в условиях воздействия агрессивной среды K_{1scc} (stress corrosion cracking), которое получается при интегрировании (10) для случая $K_1(t) = \text{const} = K_{Iscc}$ при заданном допуске на приращение глубины трещины и временную базу.

Применение полученных результатов к циклическому нагружению приводит к выводу, что для материалов, свойства которых зависят от времени (что означает влияние частоты нагружения), ресурс циклической долговечности зависит от того, в течение какого периода времени он реализуется. Таким образом, корректная постановка задачи об оценке долговечности элемента конструкции требует задания двух параметров: числа циклов нагружения и срока службы конструкции.

Полученные данные позволяют рассмотреть процесс докритического роста трещины с учетом зависимости ее распространения в металле от продолжительности действия, скорости приложения нагрузки и воздействия агрессивной среды.

- 1. Качанов Л.М. О времени разрушения в условиях ползучести, 1958.
- 2. 2. Работнов Ю.Н. Механизм длительного разрушения, 1959.
- Нигматуллин В.И. Циклическая трещиностойкость высокопрочной стали на стадии, предшествующей разрушению // Труды ЦНИИ им. акад. А.Н. Крылова, СПб, вып. 67 (351), 2012, с. 93-98.
- 4. Sharobeam, M.H., Landes J.D. The load separation criterion and methodology in ductile fracture mechanics \\ International Journal of Fracture, 47, 81-104, 1991.
- Reese E.D., Schwalbe K.-H. The linear normalization technique an alternative procedure for determining J-R curves from a single specimen test record based on Landes' normalization method \\ Fatique Fract. Engng Mater. Struct. Vol. 16, No. 3, pp. 271-280, 1993.
- Рыбакина О.Г., Строгонова О.А. Построение J_R-кривой с использованием аналитического метода линейной нормализации// Труды ЦНИИ им. акад. А.Н. Крылова, СПб, вып. 56 (340), 2010, с. 87-97.
- 7. Работнов Ю.Н. Ползучесть элементов конструкций, Наука, М.:, 1966.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ НАКОПЛЕНИЯПОВРЕЖДЕНИЙ ПРИ МАЛОЦИКЛОВОЙ УСТАЛОСТИ

Мельников Б.Е., Семенов А.С.

Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет, Санкт-Петербург, РФ kafedra@ksm.spbstu.rumelnikovboris@mail.ru

Проведена модификация и экспериментальная проверка точности применения уравнения накопления повреждений энергетического (смешанного) типа [1] для расчета малоцикловой усталости

$$\Pi(N) = \frac{\sigma_{\max}(N)}{\sigma_P} + \sum_{k=1}^{N} f\left(\frac{\Omega_k}{\omega_P}\right) + \sum_{k=1}^{N} \phi\left(\frac{\omega_k}{\omega_P}\right),\tag{1}$$

где σ_{\max} играет роль приведенного напряжения; σ_p – предельное сопротивление материала на разрыв; Ω_k – необратимая работа одностороннего пластического деформирования в *k*-ом цикле нагружения; ω_k – необратимая работа циклического деформирования, равная площади петли пластического гистерезиса в *k*-ом цикле нагружения; ω_p – предельная работа статического деформирования в опыте на разрыв образца материала (рис.1).





Рис. 1. Пластическое деформирование

Первоначальный анализ возможности применения многоповерхностной теории с одной активной поверхностью основывался на данных опытов с трубчатыми образцами из никеля [4].

В случае малоциклового нагружения и нагружения с малым числом циклов, при переменном непропорциональном нагружении, в рамках многомодельного подхода [2], обоснована рациональность применения многоповерхностной теории с одной активной поверхностью нагружения[3,4].не только для расчета напряженнодеформированного состояния, но и прочности.

На модернизированной установке [5] выполнено нагружение образцов из стали X18H10T. Путь нагружения показан на рис.2, при этом использовалась векторная форма представления напряжений Σ_1 , Σ_2 и пластических деформаций



Рис. 2. Программа нагружения трубчатого образца

Вычисленные значения полной работы, необратимой работы одностороннего пластического деформирования, работы циклического деформирования и проведенное сопоставление с данными опытов, а также выводы сделанные в [2, 6, 7], позволили считать рациональным использование многоповерхностной теории с одной активной поверхностью для расчета напряженно-деформированного состояния и поврежденности элементов материала и элементов конструкций при малом числе циклов нагружения. Выполнена статистическая обработка результатов опытов.

Проведены опыты по циклическому нагружению балки по схеме трехточечного изгиба до появления трещин до 0,5 мм. Результат расчета по соотношению [1] и данные опыта имеют хорошее соответствие.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 12-08-00943а.

- 1. Павлов П.А. Основы инженерных расчетов на усталость и длительную прочность. Л.: Машиностроение. 1988. 250с.
- 2. Мельников Б.Е., Кузнецов Н.П., Митюков А.Г., Семенов А.С., Семенов С.Г. Применение модели энергетической оценки прочности при нескольких циклах нагружения в случае сложного неоднородного напряженного состояния// Современные проблемы ресурса ма-

териалов и конструкций. Труды III школы-семинара 2009 г. М. МГТУ (МАМИ). 2009. С. 140-147

- 3. Мельников Б.Е., Семенов А.С. Многоповерхностная теория пластичности с однойактивной поверхностью пластических податливостей// Труды СПбГТУ. 1991. №441. С. 26-37.
- 5. Изотов И.Н., Ягн Ю.И. Изучение пластического деформирования металла сдеформационной анизотропией, созданной в процессе предварительного нагружения//ДАН СССР.1961. Т. 139.№3. С. 576-579.
- 6. Павлов П.А., Изотов И.Н., Кузнецов Н.П. и др. Установка для испытания материалов при объемном напряженном состоянии. Проблемы прочности. 1986. №12. С. 104-107.
- 7. Изотов И.Н., Кузнецов Н.П., Мельников Б.Е., Митюков А.Г. Упругопластическоеповедение стальных трубчатых образцов при сложном трехосном нагружении. // Научнотехнические ведомости СПбГТУ. 2003. №3. С. 114-125.
- Мельников Б.Е., Изотов И.Н., Кузнецов Н.П. Расчет и экспериментальное исследование сложных путей упругопластического деформирования// Проблемы прочности. 1990. №8. С. 14-17.

СОБСТВЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ АСИММЕТРИЧНЫХ КОМПОЗИТНЫХ КОРОБЧАТЫХ СТЕРЖНЕЙ

Рябов В. М.¹, Тимофеев О. Я.², Ярцев Б. А.²

¹С.-Петербургский государственный университет, С.-Петербург, Россия, victor.ryabov@mail.ru

²ФГУП «Крыловский государственный научный центр», С.-Петербург, Россия, krylov@krilov.spb.ru

Рассматривается задача о свободных затухающих колебаниях асимметричного композитного коробчатого стержня с постоянной толщиной стенки по контуру поперечного сечения (рис. 1). В этом случае приведенная в [1] система шести дифференциальных уравнений, описывающая колебания тонкостенного стержня произвольной геометрии контура поперечного сечения и произвольной структуры армирования, разделяется на две независимые системы, первая из которых описывает связанные продольно-крутильные колебания:

$$\begin{aligned} c_{11}u_0'' + c_{17}\Phi_0'' + \omega^2 m_{11}u_0 &= 0 , \\ c_{71}u_0'' + c_{77}\Phi_0'' - c_{44}\Phi_0^{IV} + \omega^2 \left(m_{63}\Phi_0 + m_{67}\Phi_0''\right) &= 0 . \end{aligned}$$

Вторая система дифференциальных уравнений описывает связанные изгибные колебания стержня в двух взаимно ортогональных плоскостях:

$$\begin{split} c_{22}\Theta_{0y}'' + c_{25}(v_0' + \Theta_{0z})' - c_{63}\Theta_{0z}' - a_{66}(w_0' + \Theta_{0y}) + \omega^2 m_{22}\Theta_{0y} &= 0, \\ c_{33}\Theta_{0z}'' + c_{36}(w_0' + \Theta_{0y})' - c_{52}\Theta_{0y}' - c_{55}(v_0' + \Theta_{0z}) + \omega^2 m_{33}\Theta_{0z} &= 0, \\ c_{52}\Theta_{0y}'' + c_{55}(v_0' + \Theta_{0z})' + \omega^2 m_{41}v_0 &= 0, \\ c_{63}\Theta_{0z}'' + c_{66}(w_0' + \Theta_{0y})' + \omega^2 m_{52}w_0 &= 0. \end{split}$$

Численные исследования выполнялись для безопорного коробчатого стержня (b = 0,1 м, c = 0,4 м, L = 3,0 м, h = 0,01 м), изготовленного из однонаправленного углепластика HMS/DX-209 ($E_{11}/E_{22} = 38$).



Рис. 1. Асимметричный коробчатый стержень

На рис. 2 представлены графики зависимостей собственных частот $f_i = f_i(\theta)$ и коэффициентов механических потерь $\eta_i = \eta_i(\theta)$ низших тонов связанных продольнокрутильных колебаний асимметричного коробчатого стержня. Анализ собственных форм позволил заключить, что кривые $f_1, \dots, f_6, \eta_1, \dots, \eta_6$ соответствуют первым шести квазикрутильным модам колебаний, а кривые f_7 , η_7 – первой квазипродольной моде. На этом же рисунке приведены графики зависимостей парциальных собственных частот $\overline{f}_1, \dots, \overline{f}_7$ и соответствующих этим частотам коэффициентов механических потерь $\overline{\eta}_1, \ldots, \overline{\eta}_7$, вычисленных по решению несвязанных уравнений продольных и крутильных колебаний путем замены модуля упругости $E_{xx} = E_{xxi}(\theta)$ на введенный Фойгтом «чистый» модуль упругости $\overline{E}_{xx}(\theta) = s_{66}(\theta) / [s_{11}(\theta) \cdot s_{66}(\theta) - s_{16}^2(\theta)]$. Анализ приведенных на рис. 2 зависимостей позволяет отметить, что связанные собственные частоты и коэффициенты механических потерь хорошо описываются приближенным решением, построенным на идеологии «чистых» и «свободных» модулей.



Рис. 2. Зависимости собственных частот (*a*) и коэффициентов механических потерь (δ) продольно-крутильных колебаний асимметричного коробчатого стержня от угла ориентации армирующих волокон θ

На рис. З представлены графики зависимостей собственных частот $f_i = f_i(\theta)$ и коэффициентов механических потерь $\eta_i = \eta_i(\theta)$ низших тонов связанных изгибноизгибных колебаний асимметричного коробчатого стержня. Анализ представленных результатов позволил установить, что для безопорного асимметричного композитного коробчатого стержня взаимодействие изгибных колебаний в двух взаимно ортогональных плоскостях (изгибно-изгибное взаимодействие) возникает только в том случае, когда одна из связанных мод четная, а другая – нечетная. Следствием изгибно-изгибного взаимодействия является взаимная трансформация связанных мод изгибных колебаний (см. рис 3a, рис. 3δ). В результате взаимной трансформации j-я мода колебаний, идентифицируемая при $\theta = 0^0$ как i - s изгибная мода в плоскости xz по мере увеличения угла θ трансформируется в (i+1)-ю изгибную моду в плоскости xy, окончательно вырождаясь в последнюю при $\theta = 90^0$. Одновременно (j+1)-я мода колебаний, идентифицируемая при $\theta = 0^0$ как (i+1)-я изгибная мода в плоскости xz по мере увеличения угла θ трансформируется в i-ю изгибную моду в плоскости xz по мере увеличения угла θ трансформируется в i-ю изгибноя мода в плоскости xz по мере увеличения угла θ трансформируется в i-ю изгибную моду в плоскости xy, окончательно вырождаясь в последнюю при $\theta = 90^0$.



Рис. 3. Зависимости собственных частот (*a*, *б*) и коэффициентов механических потерь (*в*, *г*) изгибно-изгибных колебаний асимметричного коробчатого стержня от угла ориентации армирующих волокон *θ*

С целью лучшей иллюстрации взаимной трансформации взаимодействующих мод изгибных колебаний на рис. 3 приведены графики зависимостей парциальных частот и соответствующих им коэффициентов механических потерь, вычисленные из решения несвязанных дифференциальных уравнений изгибных колебаний короб-

чатого стержня во взаимно ортогональных плоскостях xz ($\overline{f_1}, ..., \overline{f_5}; \overline{\eta_1}, ..., \overline{\eta_5}$) и xy ($\tilde{f_1}, ..., \tilde{f_4}; \tilde{\eta_1}, ..., \tilde{\eta_4}$). Как и при исследовании продольно-крутильного взаимодействия вычисления парциальных собственных частот и соответствующих этим частотам коэффициентов механических потерь выполнялись путем замены модуля упругости $E_{xx} = E_{xxi}(\theta)$ на «чистый» модуль упругости.

Таким образом, представленные исследования позволили установить два вида взаимодействий, возникающих при собственных колебаниях безопорных асимметричных композитных коробчатых стержней – изгибно-изгибное взаимодействие, сопровождающееся взаимной трансформацией связанных мод колебаний, и продольно-крутильное взаимодействие, при котором взаимной трансформации связанных мод не возникает.

Список литературы

1. Рябов В. М., Ярцев Б. А. Затухающие колебания тонкостенных стержней из полимерных композитов. І. Постановка задачи // Вестн. С.-Петербург. ун-та. 2001. Сер. 1. Вып. 2. № 9. С. 91-97.

ВЛИЯНИЕ СОВМЕСТНОГО ДЕЙСТВИЯ ДЕФОРМАЦИИ И ТОКА НА МЕХАНИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ СПЛАВОВ ПРИ РАСТЯЖЕНИИ

Столяров В.В.

Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН, Москва, Россия, <u>vlstol@mail.ru</u>

Анализируется деформационное поведение титановых сплавов при прокатке и растяжении при одновременном воздействии импульсного электрического тока. Показана роль исходной структуры сплавов, деформации и режимов тока на особенности диаграмм растяжения.

Введение

Одним из подходов к увеличению технологических и эксплуатационных свойств материалов является метод, основанный на взаимодействии деформации и тока [1]. Недавно было показано, что введение тока не только повышает деформируемость, но и обеспечивает измельчение структуры до наноразмеров в титановых и алюминиевых сплавах [2–4]. Предполагается, что наряду с известными тепловым эффектом Джоуля – Ленца и пинч-эффектом основной вклад в механизм наблюдаемых явлений вносит взаимодействие движущихся электронов и дислокаций при деформации материалов, называемое электропластическим эффектом (ЭПЭ) [5]. Было опубликовано много работ, посвященных феноменологии ЭПЭ, однако влияние структурных особенностей самого материала (текстуры, морфологии структурных элементов, типа границ и размера зерен) оставалось слабо изученным. Особую актуальность представляет изучение влияния фазовых превращений на ЭПЭ. В этой связи целью работы являлось исследование совместного действия деформации и тока при растяжении на механическое поведение сплавов разной природы.

Материалы, методы обработки и исследований

Исследования проводились на аустенитном сплаве Ti_{49.3}Ni_{50.7} с эффектом памяти формы (ЭПФ), ($\alpha + \beta$) сплаве BT6 и технически чистом α -титане (BT1-0). Исследовались два структурных состояния – крупнозернистое (K3, d = 15 мкм) и нано/ субмикрокристаллическое (HC/CMK, d = 50-250 нм), полученные методами термической и термомеханической обработки [6,7, 8]. Образцы представляли собой полосы размером 2×5×100 мм³.

Статические испытания на растяжение с импульсным током проводились на плоских образцах при комнатной температуре на горизонтальной разрывной машине ИР 5081-20 со скоростью 0.5 мм/мин с подключением генератора импульсного тока. Из анализа предыдущей работы [3] были выбраны параметры тока – плотность $j = 1500 \text{ A/мм}^2$ и длительность импульса $\tau = 100$ и 1000 мкс.

Экспериментальные результаты

Рассмотрим механическое поведение однофазного *титана*. На рис. 1*a*, б приведены диаграммы растяжения с током сплава BT1-0 в K3 и HC состояниях. Введение импульсов тока в КЗ титан (рис. 1 а) приводит к появлению скачков напряжения вниз, амплитуда которых Δσ при увеличении длительности импульса от 100 до 1000 мкс увеличивается с 15 МПа до 85 МПа. Такое влияние длительности импульса на амплитуду скачков напряжения является типичным для многих материалов и объясняется зависимостью количества электронов, воздействующих на дислокацию в единицу времени [9]. С уменьшением размера зерен до 100 нм при подаче импульсов длительностью 100 мкс (рис. 1 б) скачки напряжения не наблюдали, в связи, с чем были применены импульсы длительностью 1000 мкс, которые вызвали появление скачков напряжения вниз с амплитудой Δσ = 20 МПа. Влияние размера зерен при переходе от КЗ к УМЗ состоянию титана связано с уменьшением длины свободного пробега дислокаций. Этот факт подтверждает дислокационный механизм ЭПД и его структурную чувствительность к размеру зерен. Другой особенностью деформационных кривых с током по сравнению с растяжением без тока является значительное снижение напряжений течения при практически неизменной величине относительного удлинения до разрушения.



Рис. 1. Диаграммы растяжения ВТ1-0 с током: а) КЗ-состояние; б) НС-состояние

В двухфазном сплаве ВТб ЭПЭ также уменьшается с уменьшением размера зерен (рис. 2 а, б). Однако ЭПЭ слабее проявляется в двухфазном сплаве ВТб, чем в однофазном ВТ1-0, поскольку амплитуда скачков напряжения в сплаве ВТб в 4 раза ниже, чем для ВТ1-0. На снижение ЭПЭ в (α + β) ВТб, по сравнению с ВТ1-0, влияет тип решетки и морфология частиц β -фазы (ОЦК), располагающихся на границах зерен α -фазы (ГПУ). Как и в чистом титане импульсный ток в СМК сплаве ВТб приводит к снижению напряжения течения и предела прочности. Рассмотрим деформационное поведение сплава TiNi, в котором из-за наличия фазового превращения роль импульсного тока является более сложной. В отличие от титана растяжение K3 образца $Ti_{49,4}Ni_{50,6}$ с применением импульсного тока приводит к появлению на диаграмме растяжения двух видов скачков напряжения – вверх и вниз (рис. 3*a*). Это связано с одновременным влиянием двух противоположных эф-фектов - ЭПФ (вверх) и ЭПЭ (вниз) на всей диаграмме растяжения. При этом скачки вверх затухают с ростом деформации при одинаковых параметрах тока, а скачки вниз, наоборот, начинают проявляться в большей степени с ростом деформации.



Рис. 2. Диаграммы растяжения ВТ6 с током: а) КЗ-состояние; б) СМК-состояние

В точке с ε = 6 % суммарное действие от двух эффектов равно нулю, о чем свидетельствует отсутствие скачка напряжения от импульса тока. Скачки вверх, свидетельствующие о росте напряжений, наблюдались только в области площадки фазового превращения аустенита в мартенсит.



а) КЗ-состояние; δ) НС-состояние

Уменьшение амплитуды скачков напряжения вверх с увеличением степени деформации в НС состоянии (рис.3б) связанно с изменением соотношения аустенитной и мартенситной фаз, а также со стабилизацией одной из этих фаз. При использовании импульсного тока наблюдается также общий рост напряжений в этой области, хотя фазовое превращение в отсутствии импульсного тока происходит без изменения напряжения.

Выводы

1. В однофазном сплаве ВТ1-0 в отсутствии фазового превращения импульсный ток вызывает скачки напряжения только вниз, связанные с проявлением ЭПЭ. В (α + β) сплаве ВТ6 также скачки наблюдаются только вниз. В сплаве TiNi с наличием обратимого мартенситного превращения помимо скачков вниз, наблюдаются также скачки напряжения вверх, обусловленные ЭПФ.

2. ЭПЭ является структурно-чувствительным свойством сплавов. Измельчение зерен от десятков микрон до десятков и сотен нанометров уменьшает амплитуду скачков напряжения вниз для ВТ1-0 и ВТ6, а для сплава ТiNi приводит к их полному исчезновению. Амплитуда скачков напряжения при введении импульсного электрического тока в сплаве ВТ6 снижается в 4 раза в связи с наличием двух фаз, а так же с уменьшением размера структурных составляющих сплава.

3. Увеличение степени деформации для сплава TiNi при растяжении с током приводит к постепенному затуханию скачков напряжения вверх и росту скачков вниз. Для сплавов BT1-0 и BT6 увеличение степени деформации не влияет на амплитуду скачков напряжения вниз.

4. Увеличение длительности импульса с 100 до 1000 мкс приводит к повышению амплитуды скачка напряжения вниз для сплава ВТ1-0 с 15 до 85 МПа. В сплавах TiNi и ВТ6 скачки напряжения наблюдались только при длительности импульса 1000 мкс.

- 1. Баранов Ю.В., Троицкий О.А., Авраамов Ю.С., Шляпин А.Д. Физические основы электроимпульсной и электропластической обработок и новые материалы. М.: МГИУ, 2001, 844 с.
- A.A. Potapova, V.V. Stolyarov Deformability and structural features of shape memory TiNi alloys processed by rolling with current, Materials Science & Engineering A579 (2013) 114– 117.
- Frolova A.V. and Stolyarov V. V., Effect of Pulse Current on Deformability, Structure, and Properties of NbTi Alloy Superconductor, Journal of Machinery Manufacture and Reliability, 2013, Vol. 42, No. 4, pp. 325–330.
- Бродова И.Г., Ширинкина И.Г., Астафьев В.В., Яблонских Т.И., Потапова А.А., Столяров В.В. Влияние импульсного тока на структуру алюминиевого сплава системы Al-Mg-Si при холодной деформации, ФММ, 11, том 114, 2013, с.1019–1025
- 5. Troitskii O.A., Electromechanical effect in metals. Zh. Eksp. Teor. Fiz., 1969, 10 (1), P. 18-22.
- 6. Stolyarov V.V. Deformation behavior at rolling and tension under current in TiNi alloy. ESOMAT 2009, 06033 (2009).
- Валиев Р.З. Александров И.В. Наноструктурные материалы, полученные интенсивной пластической деформацией. М.: Логос, 2000, 272 с.
- Stolyarov V.V., Zhu Y.T., Alexandrov I.V. et al. Grain refinement and properties of pure Ti, processed by warm ECAP and cold rolling. Materials Science and Engineering A, 2003, V. 343, P. 43 – 50.
- 9. Гегузин Я.Е. Живой кристалл. М.: Наука, 1981, 192 с.

REAL-TIME NANOMANIPULATIONS EMPLOYED FOR MECHANICAL AND TRIBOLOGICAL MEASUREMENTS OF NANOSCALE OBJECTS

Dorogin L. M., Vlassov S., Polyakov B., Romanov A. E., Kink I., Lõhmus R.

Institute of Physics, University of Tartu, Tartu, Estonia, dorogin@ut.ee

Nanoparticles (NPs) and nanowires (NWs) are now among the most important class of materials in modern applied science, as they have demonstrated remarkable properties and have number of promising applications. In particular, fabrication of nanoelectromechanical systems (NEMS) requires precise control over positioning and behaviour of the NPs and NWs in various environments. Thus, deeper understanding of their mechanical properties is demanded. Commonly used tool for mechanical characterization of nano-objects is atomic force microscope (AFM) that features high precision and stability of the results but lacks *in situ* visual guidance.

In this work an experimental method of real-time measurements of tribological and mechanical properties of NPs and NWs using nanomanipulation technique inside a scanning electron microscope (SEM) is presented [1]. Measurements are based on visually controllable manipulations of the nano-objects with a sharp tip inside SEM using nanomanipulator. Specially designed quartz tuning fork based force sensor enabled force registration during the manipulations. Interpretation of the experiments with NWs involves elastic beam theory to reveal the distribution of elastic stress and strains along the NW. The real-time method is demonstrated with the experiments carried out on Au NPs and Ag, ZnO and CuO NWs on various substrates [1-3]. The acquired data is processed to find the tribological properties for NPs and NWs. Modified substrates enable to perform bending tests of the NWs and reveal their elastic properties, bending strength, yield point and fatigue resistance. The limitations and stability issues of the method are discussed.

- S. Vlassov, B. Polyakov, L.M. Dorogin, A. Lõhmus, A.E. Romanov, I. Kink, E. Gnecco, R. Lõhmus // Real-time manipulation of gold nanoparticles inside a scanning electron microscope; Solid State Communications, Vol. 151 (2011), pp. 688-692.
- L. M. Dorogin, B. Polyakov, S. Vlassov, M. Antsov, R. Lõhmus, I. Kink and A. E. Romanov // Real-time manipulation of ZnO nanowires on a flat surface employed for tribological measurements: experimental methods and modeling; Physica Status Solidi (b) 250 (2013) 305– 317.
- S. Vlassov, B. Polyakov, L. M. Dorogin, M. Antsov, M. Mets, M. Umalas, R. Saar, R. Lõhmus, I. Kink // Elasticity and yield strength of pentagonal silver nanowires: In situ bending tests; Materials Chemistry and Physics 143 (2014) 1026-1031.

ПРОБЛЕМА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОХРУПЧИВАНИЯ И ДЛИТЕЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Арутюнян Р.А.

Санкт-Петербургский государственный университет, Россия Robert.Arutyunyan@paloma.spbu.ru

В опытах на высокотемпературную ползучесть металлических материалов наблюдаются два предельных состояния. Первое, близкое к вязкому разрушению реализуется при воздействии относительно больших напряжений, второе – хрупкое при длительном воздействии малых напряжений и высоких температур. Было установлено, что в процессе длительной эксплуатации многие сорта сталей и сплавов утрачивают свою пластичность и охрупчиваются (эффект тепловой хрупкости) [1]. До середины двадцатого века преобладало мнение, что эффект тепловой хрупкости связан с технологическими факторами. Однако, когда эффект был обнаружен на чистых металлах [2], стало ясно, что это явление связано с физическими процессами накопления пористости по границам зерен.

Для описания области хрупких разрушений методами механики материалов были разработаны критерии, базирующиеся на концепции рассеянной поврежденности Качанова-Работнова [3-5]. Данная концепция получила всемирное признание и развитие в трудах многих ученых в различных странах. В то же время стало ясно, что формальное введение параметра поврежденности, без придания ему физического содержания, не может полностью решить проблему длительной прочности металлических материалов. Были предложены различные варианты материализации этого параметра непосредственно в физических опытах. Наиболее распространенными можно считать опыты, в которых изучается эволюция пористости пор в процессе ползучести. Согласно этим исследованиям в качестве параметра поврежденности рассматривалась относительная величина пор – число пор отнесенное к площади поперечного сечения образца или отношение суммарной длины поперечных границ, занятых порами и микротрещинами, к длине всех поперечных границ между зернами [6]. Другие авторы считают необратимое изменение объема (разрыхление по терминалогии В.В.Новожилова [7]) или плотности [8] (наиболее представительной характеристикой поврежденности) и в опытах изучаются изменения этих характеристик.

Далее считаем, что пористость является основной характеристикой поврежденности, а в качестве интегральной меры пористости принимается изменение плотности, разрыхление материала. В соответствии с этими представлениями, параметр поврежденности можно определить соотношением $\omega = 1 - \rho / \rho_0$, где ρ_0 – начальная ρ – текущая плотность. В начальном состоянии $\rho = \rho_0$, $\omega = 0$, в момент разрушения $\rho \to 0$ $\omega = 1$, таким образом, параметр ω изменяется в пределах $0 \le \omega \le 1$:

Рассмотрим задачу о ползучести стержня в под воздействием постоянной растягивающей нагрузки. Применим соотношение Нортона, которое с учетом закон сохранения массы $\rho_0 l_0 F_0 = \rho \ l \ F$, можно записать в виде

$$\frac{l}{l}\frac{dl}{dt} = B\sigma_0^m \left(\frac{l}{l_0}\right)^m \left(1 - \omega\right)^m.$$
(1)

где *B*, *m* – постоянные, $\sigma = \sigma_0 \frac{F_o}{F}$, $\sigma_0 = \frac{P}{F_0}$, l_0 , F_0 – начальные, *l*, *F* – текущие

длина и площадь поперечного сечения стержня.

В случае несжимаемой среды $\rho = \rho_0$, $\omega = 0$ из решения уравнения (1) следует критерий вязкого разрушения Хоффа при условии $\varepsilon \to \infty$

$$t_*^{\scriptscriptstyle B} = \frac{l}{mB\sigma_0^{\scriptscriptstyle m}},$$

где t_*^{e} – время вязкого разрушения.

Введенный нами параметр поврежденности зададим, согласно Качанову-Работнову, следующим кинетическим уравнением:

$$\frac{d\omega}{dt} = A \left(\frac{\sigma_0}{1-\omega}\right)^n \left(\frac{F_0}{F}\right)^n \tag{2}$$

где A, n – постоянные.

Исходя из предположения, что при хрупком разрушении $F \approx F_0$ а деформация ползучести согласно закону сохранения массы определяется величиной разрыхления

материала $\varepsilon = \ln \rho_0 / \rho \approx (\rho_0 - \rho) / \rho_0$, решение уравнения (2) при начальном условии t = 0, $\omega = 0$ запишется в виде

$$\omega = l - \rho / \rho_0 = l - \left[l - A(n+1) \sigma_0^n t \right]^{l/n+l}$$
(3)

Принимая условие разрушения $t = t_*^x$, $\omega = 1$, из (3) следует критерий хрупкого разрушения Качанова-Работнова

$$t_*^x = \frac{1}{A(n+1)\sigma_0^n} \tag{4}$$

Внося (3) в уравнении (1) и принимая начальное условие t = 0, $\varepsilon = 0$, из решения уравнения (1) получим соотношение для деформации ползучести

$$\varepsilon = \frac{1}{m} \ln \left\{ 1 + \frac{(n+1)}{(m+n+1)} \frac{t_*^{*}}{t_*^{*}} \left[\left(1 - \frac{t}{t_*^{*}} \right)^{\frac{m+n+1}{n+1}} - 1 \right] \right\}^{-1},$$
(5)

Считая, что в момент разрушения $t = t_*$, $\varepsilon = \varepsilon_* = Const$ из соотношения (5) получим критерий длительной прочности для хрупких (квазихрупких) материалов. Как показывают опыты [20, 21], для горных пород выполняется отмеченное условие разрушения. Предельная деформация определяется разрыхлением материала, инвариантным величине приложенных напряжений.

В систему уравнений Качанова–Работнова входят до шести постоянных, которые можно определяются из опытов на ползучесть и длительную прочность (по начальному участку кривой длительной прочности) и далее прогнозируется весь участок кривой длительной прочности. При таком подходе нельзя рассчитывать на достоверность предложенных прогнозов. В кинетические уравнения (1)–(2) входят четыре постоянные, которые могут быть определены из независимых опытов на ползучесть и разрыхление.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проект N 14-01-00823).

- 1. Арутюнян Р.А. Проблема охрупчивания в механике материалов. // Вестн. С.-Петербург. ун-та. 2009. сер.1. вып. 1. С. 54-57.
- 2. Чадек Й. Ползучесть металлических материалов. М.: Мир. 1987. 304с.
- 3. Качанов Л.М. О времени разрушения в условиях ползучести // Изв. АН СССР. ОТН. 1958. №8. С. 26-31.
- 4. Работнов Ю.Н. О механизме длительного разрушения // Вопросы прочности материалов и конструкций. М.: Изд-во АН СССР. 1959. С. 5-7.
- 5. Работнов Ю.Н. О разрушении вследствие ползучести // ПМТФ. 1963. № 2, С. 113-123.
- 6. Локощенко А.М. Исследование повреждаемости материала при ползучести и длительной прочности // ПМТФ. 1982. №6. С.129-133.
- 7. Новожилов В.В. О пластическом разрыхлении // Прикладная математика и механика. 1965. №4. С.681-689.
- 8. Арутюнян Р.А. Проблема деформационного старения и длительного разрушения в механике материалов. СПб.: Изд-во СПбГУ. 2004. 252с.
- Kranz R.L., Scholz C.H. Critical dilatant volume of rocks at the onset of tertiary creep // J. Geoph. Res. 1977. vol. 82. №30. P.4893-4898.

ПРИМЕНЕНИЕ КОНЦЕПЦИИ РАССЕЯННОГО РАЗРУШЕНИЯ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ПОЛЗУЧЕСТИ И ДЛИТЕЛЬНОЙ ПРОЧНОСТИ МЕТАЛЛОВ

Локощенко А.М.

Институт механики МГУ имени М.В.Ломоносова, Москва, Россия, loko@imec.msu.ru

В этом году исполняется 100 лет со дня рождения выдающихся советских ученых Лазаря Марковича Качанова и Юрия Николаевича Работнова. В конце 50-х годов XX века Л.М. Качанов и Ю.Н. Работнов ввели в рассмотрение принципиально новый параметр – параметр поврежденности ω . Понятие о поврежденности материала, накапливаемой в процессе ползучести металлов, послужило основой разработанной впоследствии кинетической теории ползучести и длительной прочности.

В данном докладе приведены некоторые экспериментально-теоретические результаты, полученные в этом направлении сотрудниками Института механики Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова. До 2002 года эти исследования проводились под руководством члена-корреспондента Российской Академии наук Сергея Александровича Шестерикова, с 2003 г. по настоящее время – под руководством автора настоящей статьи.

1. <u>Условное разделение II и III стадий процесса ползучести.</u> Существующая методика введения ω в виде отношения $\sigma/(1-\omega)$ приводит к тому, что в случае условного разделения кривой ползучести при постоянном напряжении на участки установившейся и ускоренной ползучести граница между ними строго определена. Было показано, что если в качестве эффективного напряжения вместо $\sigma/(1-\omega)$ принять отношение $\sigma/(1-\omega^r)$, где показатель степени r > 0 характеризует нелинейность влияния накопленной поврежденности на процесс ползучести, то это расширит возможности описания реально наблюдаемых кривых ползучести.

2. <u>Введение двух параметров поврежденности.</u> Были рассмотрены перспективы использования двух кинетических параметров поврежденности ω_1 и ω_2 , для которых уравнения могут быть записаны в простейшем виде

 $\dot{\omega}_{1} = A_{1} \left[\sigma / (1 - \omega_{1}) \right]^{n_{1}}, \quad \dot{\omega}_{2} = A_{2} \left[\sigma / (1 - \omega_{2}) \right]^{n_{2}}, \quad \max(\omega_{1}(t^{*}), \ \omega_{2}(t^{*})) = 1.$

Легко показать, что при использовании этих уравнений кривая длительной прочности в логарифмических координатах имеет вид ломаной, при этом наклон отрезков определяется показателями n_1 и n_2 . Показано, что с помощью различного введения двух параметров поврежденности можно описать различные отклонения суммы парциальных времен от единицы.

3. <u>Немонотонная зависимость предельной деформации ползучести от напряжения</u>. Характерной особенностью зависимостей \dot{p} и $\dot{\omega}$ от напряжения σ является то, что эти зависимости обычно имеют вид степенных функций, в этом случае предельная деформация p^* оказывается монотонной функцией от напряжения. Было показано, что моделирование немонотонной зависимости $p^*(\sigma)$ возможно при использовании различных функциональных соотношений для учета влияния напряжения на скорость ползучести и на скорость накопления поврежденности. Если, например,
рассмотреть степенную зависимость \dot{p} от σ и экспоненциальную зависимость $\dot{\omega}$ от σ

$$\dot{p} = A \cdot \left(\frac{\sigma}{1-\omega}\right)^n, \ \dot{\omega} = B \cdot \frac{\operatorname{sh}(\sigma/c)}{(1-\omega)^n},$$

то можно показать, что зависимость предельной деформации p^* от уровня напряжения σ имеет внутренний максимум.

4. <u>Учет мгновенной поврежденности</u>. Существенно расширяется круг качественно новых эффектов, когда уравнение состояния и стандартное кинетическое уравнение заменяются соотношениями, учитывающими «мгновенную» поврежденность материала. Одним из возможных простейших вариантов здесь являются соотношения Броберга, которые можно записать в следующем виде

$$\dot{\varepsilon} = As^{m_1}\dot{s} + Bs^{m_2}, \quad \dot{\omega} = Cs^{n_1}\dot{s} + Ds^{n_2}, \quad s = \sigma/(1-\omega). \tag{1}$$

Показано, что при определенных ограничениях, наложенных на материальные константы в (1), возможна немонотонная зависимость деформации при разрушении от напряжения в задаче длительной прочности.

5. <u>Ресурс деформационной способности материала</u>. В известных испытаниях, проводившихся при постоянной скорости логарифмической деформации $\dot{\varepsilon}_{0}$, получена немонотонная зависимость предельной логарифмической деформации ε^{*} от величины $\dot{\varepsilon}_{0}$ (с внутренним максимумом). Для моделирования полученных результатов испытаний было использовано кинетическое уравнение в следующей форме:

$$\dot{\omega} = C \sqrt{\dot{\varepsilon}_{o}} \exp\left(\beta \dot{\varepsilon}_{o}^{n}\right), \quad \omega(t=0) = 0, \quad \omega(t=t^{*}) = 1.$$

В этом случае зависимость предельной деформации ε^* от скорости $\dot{\varepsilon}_{\circ}$ имеет внутренний максимум:

$$\varepsilon^* = \sqrt{\dot{\varepsilon}_0} \left[C \exp(\beta \dot{\varepsilon}_0^n) \right]^{-1}.$$

6. <u>Дробно-степенная модель установившейся ползучести</u>. Для модели установившейся ползучести $\dot{p}(\sigma)$ обычно принимают либо степенную зависимость от напряжения, либо экспоненциальную зависимость (типа гиперболического синуса). Соотношениями такого вида не удается достаточно хорошо описать наблюдаемые в опытах зависимости параметров ползучести <u>во всем диапазоне изменения</u> напряжения.

Под руководством С.А. Шестерикова выполнен цикл статей, в которых предложен принципиально новый вид уравнения установившейся ползучести $\dot{p} = f(\sigma)$:

$$f(\sigma) = A \left(\frac{\sigma}{\sigma_b - \sigma}\right)^n.$$
⁽²⁾

Параметр σ_b соответствует напряжению, при котором имеет место неограниченный рост скорости деформации ползучести (условный предел прочности). С точностью до наблюдаемого в экспериментах разброса с помощью соотношения (2) можно описать кривые ползучести при постоянной температуре во всем диапазоне изменения напряжения.

При различном сопротивлении растяжению и сжатию в разных статьях применялись соотношения

$$\dot{p} = \frac{A\sigma\sigma_b}{(\sigma_b - \sigma)(\sigma_b + \sigma)}, \qquad \dot{p} = \frac{A\sigma}{\sqrt{(\sigma_b - \sigma)(\sigma_b + \sigma)}}$$
и др

(σ_b и $\sigma_b^{'}$ – пределы прочности при растяжении и сжатии соответственно).

7. Экспериментальные методы измерения поврежденности. В отличие от известных методов измерения поврежденности, был предложен метод измерения структурных изменений в металле <u>непосредственно</u> в ходе высокотемпературной ползучести, без охлаждения и разгрузки образцов. Для достижения этой цели проводилось измерение электрического сопротивления R(t) цилиндрических образцов при одноосном растяжении, и эти данные сопоставлялись с результатами измерения длины l(t) испытываемых образцов при тех же значениях времени t.

Под поврежденностью $\omega(t)$ понимается отношение приращения электросопротивления, вызываемого образованием пор и микротрещин, их накоплением и слиянием в процессе ползучести, к электросопротивлению ненагруженного образца при температуре T. Для исследования структуры испытанных образцов металлографическим способом проводилось их разрезание по осевому сечению с целью приготовления микрошлифов. Под повреждённостью Ω понимается отношение суммарной длины поперечных границ между зернами, занятых порами и микротрещинами, к длине всех поперечных границ между зернами. Зависимости времени до разрушения t^* и значений предельной поврежденности ω^* и Ω^* от номинального напряжения σ обнаруживают характерный для ряда металлов излом внутри рассматриваемого диапазона изменения напряжения σ (при одном и том же значении σ_0). В рассматриваемом диапазоне исследуемых напряжений можно выделить участки с преимущественным межзёренным разрушением (при относительно малых напряжениях) и с преимущественным внутризёренным разрушением (при относительно больших напряжениях).

8. Эффект виброползучести. Под явлением виброползучести понимается резкое ускорение процесса ползучести в условиях, при которых к статическому напряжению добавляется циклическая составляющая малой амплитуды (не превышающей величину порядка 1% от статического напряжения). В НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова были проведены испытания трубчатых образцов из алюминиевых сплавов Д16Т и АД1 при температурах от 20 до 200°С. Эти испытания показали, что добавление к постоянному растягивающему напряжению продольных вибраций на растяжение-сжатие не приводит к изменению кривой ползучести. При добавлении к постоянному касательному напряжению продольных вибраций или при добавлении к постоянному касательному напряжению продольных вибраций наблюдается эффект виброползучести, характеризуемый увеличением скорости ползучести в несколько раз. Во всех случаях проявления эффекта виброползучести наблюдается его «насыщение»: данный эффект наиболее заметен на первых циклах приложения вибрационной составляющей напряжения.

Для моделирование полученных экспериментальных результатов с помощью кинетической теории была использована модифицированная теория упрочнения, в качестве кинетического параметра q(t) предложено соотношение

$$q = \frac{\left[\left[\vec{\sigma}_{\max}^{(0)} \times \vec{\sigma}_{\max}^{(1)}\right]\right]}{\sigma_u^2},$$

в числителе которого фигурирует абсолютная величина векторного произведения максимальных главных напряжений до приложения вибрационной составляющей тензора напряжений ($\vec{\sigma}_{\max}^{(0)}$) и после ее приложения ($\vec{\sigma}_{\max}^{(1)}$).

9. <u>Влияние агрессивной среды на ползучесть и длительную прочность металлов</u>. Разработаны методы моделирования высокотемпературного деформирования и длительного разрушения металлов при одновременном воздействии внешних механических нагрузок (в условиях одноосного и сложного напряжённых состояний и агрессивной окружающей среды). Предложено приближенное решение уравнения диффузии, которое основано на разделении рассматриваемого тела на невозмущенную и возмущенную части и на определении движения границы между этими частями. Показана высокая точность рассмотренного приближения. Исследовано взаимодействие диффузионного фронта и фронта разрушения в процессе ползучести. С помощью учета нарастающего во времени поверхностного разрушающегося слоя качественно и количественно описан масштабный эффект длительной прочности.

Предложена вероятностная модель ползучести и длительной прочности, при этом материал представляется состоящим из большого количества структурных элементов. Для описания явления длительной прочности вводится понятие вероятности разрушения отдельных элементов, на основании которого выводится кинетическое уравнение для плотности неразрушенных структурных элементов. Для частного случая нагружения цилиндрической оболочки рассмотрены условия возникновения и развития фронта разрушения. Вероятностная модель применена для описания ползучести и длительной прочности типовых элементов конструкций в агрессивных средах.

10. <u>Длительная прочность при сложном напряженном состоянии</u>. Очевидно, что наиболее простые соотношения имеют место при использовании скалярного параметра поврежденности. Однако дефекты, определяющие накопление повреждений, - полости, микропоры, микротрещины – ориентированы нагрузками, под действием которых эти дефекты возникают. Как известно, микротрещины обычно развиваются приблизительно перпендикулярно максимальному из главных напряжений. Увеличение этих микротрещин приводит к разрушению соединений зерен в поликристалле, и в результате происходит разрыв. Для описания такого типа разрушений недостаточно использовать скалярный параметр поврежденности

Л.М. Качанов в 1974 г. и И.В. Наместникова и С.А. Шестериков в 1985 г. предложили различные модели, в которых длительное разрушение описывается с помощью векторного параметра поврежденности, и с помощью этих моделей решили ряд тестовых задач. Автором данной статьи выполнено обобщение этих моделей, с этой целью введены коэффициент прочностной анизотропии материала, учет компонент вектора поврежденности, накапливаемых в процессе кратковременного квазистатического нагружения, и др.

В некоторых работах рассматривается сочетание скалярного и векторного параметров поврежденности. С.А. Шестериков с соавторами в 1998 г. отметили, что в процессе ползучести при сложном напряженном состоянии фактически появляется анизотропия свойств накопленной поврежденности, и предложили модель с комбинацией скалярного и векторного подходов. Скалярный параметр может быть использован для моделирования поведения материалов, в которых развиваются сферические поры или максимальное главное напряжение значительно больше остальных главных напряжений; в случае развития трещиновидных дефектов описание длительного разрушения следует проводить с помощью векторного подхода.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 14-08-00528).

НИТЕВИДНЫЕ НАНООБЪЕКТЫ НА ОСНОВЕ МЕДИ: МЕТОДИКА ПОЛУЧЕНИЯ, ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВА

Абрамова А.Н.¹, Дорогов М.В.¹, Vlassov S.², Kink I.², Романов А.Е.^{1,2,3}, Викарчук А.А.¹

¹ Тольяттинский государственный университет, Тольятти, Россия ² University of Tartu, Tartu, Estonia ³ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Саект-Петербург, Россия <u>fti@tltsu.ru</u>

В последние десятилетия все большее внимание исследователей во всем мире привлекают нанотехнологии: разрабатывают новые методы получения нанообъектов, открывают новые типы наноматериалов. Особый интерес среди широкого спектра наноматериалов вызывают нитевидные нанокристаллы – усы или вискеры (англ. whiskers).

Данная работа посвящена методике получения, описанию структуры и свойств электроосажденных нитевидных нанокристаллов оксида меди (CuO). Нами показано, что получение вискерных структур зависит от многих факторов: материала подложки, режимов электроосаждения, термической обработки.

В качестве подложки использовали сетку из нержавеющей стали 12Х18Н10Т с размером ячейки 30 мкм, на которую методом электроосаждения металла, следуя подходу, предложенному в работах [1, 2], наносили как отдельные медные микрочастицы, так и слои и сплошные покрытия из них. В данном исследовании осаждение меди проводили из сернокислого электролита в потенциостатическом режиме при перенапряжении –160 мВ в течение 10 минут. Подробно методика описана в [3, 4, 6]. В результате осаждения получали равномерное покрытие сетки, состоящее из медных частиц (рис. 1).



Рис.1. Электролитические частицы меди на сетчатой подложке

Затем медные покрытия подвергались термической обработке на воздухе, в результате которой поверхность частиц покрывалась «лесом» нитевидных нанообъектов с характерным диаметром от 30 до 100 нм. Используя метод дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК) нами были определены температуры при которых происходят интенсивные превращения в образцах электролитической меди. Из кривой ДСК (рис. 2) видно, что наибольший интерес представляет область в температурном интервале от 390 °C до 480 °C. Пики температуры указывают на превращения, происходящие в структуре исследуемого образца. Исходя из этих результатов, температура отжига образцов для получения вискерных структур нами выбрана 400 °C. В итоге, после отжига электроосажденной меди при 400 °C течение 4-х часов поверхность сетчатых образцов покрывается плотным «лесом» вискеров (рис. 3 a, δ).

75

Просвечивающая и сканирующая электронные микроскопии показывают практически идеальную форму нитевидных нанообъектов с заостренной вершиной. Кроме того, при высоких увеличениях видно, что такие нанообъекты практически не содержат дислокационных дефектов, поскольку при малом диаметре (менее 30 нм) положение дислокаций в них оказывается энергетически неустойчивым [5].



Рис. 2. Кривая ДСК, отжига частицами меди, полученная на приборе X-DSC7000 Exstar

Для изучения структуры полученных нитевидных нанообъектов, были сняты электронограммы от одиночных нанокристаллов и проведен их энергодисперсионный рентгеновский спектральный анализ (рис. 3 *в,г*) с использованием растрового электронного микроскопа высокого разрешения FEI Helios Nanolab 600. Результаты исследования структуры и химического состава вискеров позволяют сделать вывод, что исследуемые вискеры представляют собой нитевидные монокристаллы оксида меди CuO. Подробно структура и механизмы образования и роста вискеров описаны в [4, 6, 7].



Рис. 3. Вискерные структуры, получаемые при отжиге на воздухе (*a*, *б*), их точечный элементный анализ (*в*) и его спектр (*г*)

Используя манипулятор Kleindiek, нами непосредственно в камере электронного микроскопа проведены испытания нитевидных нанокристаллов на изгиб (рис. 4). Установлено, что вискеры CuO обладают достаточно хорошими упругими свойствами: не подвергаются пластической деформации и полностью восстанавливают свою форму после снятия приложенной на них нагрузки.



Рис. 4. Испытание на изгиб вискера CuO

Таким образом, в работе найдены оптимальные режимы получения нитевидных нанообъектов путем термообработки электролитических медных покрытий. Методом электронной микроскопии и рентгеноспектрального микроанализа показано, что полученные нанообъекты являются нитевидными нанокристаллами оксида меди (CuO). Качественные испытания нитевидных объектов на изгиб показали их высокие упругие свойства, что открывает широкие области их возможного применения.

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства образования и науки Российской Федерации, постановление № 220, в ФГБОУ ВПО "Тольяттинский государственный университет", договор № 14.В25.31.0011.

Список литературы

- 1. Викарчук А.А., Ясников И.С. Структурообразование в наночастицах и кристаллах с пентагональной симметрией, формирующихся при электрокристаллизации металлов // Издательство Тольяттинского государственного университета. - Тольятти, 2006 г. - 206 с.
- 2. Гамбург Ю.Д. Электрохимическая кристаллизация металлов и сплавов. М. Янус-К. 1997. 384 с.
- 3. Викарчук А.А. Нанообъекты, наноматериалы и микроизделия из них, полученные методом электроосаждения металла // Вектор науки Тольяттинского государственного университета. 2009. № 1. С. 7-15.
- 4. Викарчук А.А., Дорогов М.В., Довженко О.А. Структура и механизмы роста вискеров на поверхности икосаэдрических малых частиц меди в процессе их отжига // Вектор науки Тольяттинского государственного университета. 2012. № 3. С. 15-18.
- 5. Gryaznov V.G., Kaprelov A.M., Romanov A.E. Size effects of dislocation stability in small particles and microcrystallitesc // Scripta Metallurgica. 1989, vol. 23. No 8. pp. 1443-1448.
- 6. Викарчук А.А., Дорогов М.В., Чернохаева Е.Ю., Довженко О.А. Физические основы технологии получения из икосаэдрических малых частиц металлов нано- и микрообъектов с развитой поверхностью // Наноинженерия. 2013. № 4 (22). С. 3-8.
- 7. Викарчук А.А., Дорогов М.В. Особенности эволюции структуры и морфологии поверхности икосаэдрических частиц меди в процессе отжига // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2013. Т. 97. № 9-10. С. 682-686.

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСИ Ni НА ДВИЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ В КРИСТАЛЛАХ NaCl в постоянном магнитном поле и в схеме эпр радиодиапазона

Даринская Е.В., Альшиц В.И., Колдаева М.В., Петржик Е.А., Шведченко Д.О.

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, г. Москва, Россия Darin@ns.crys.ras.ru

В настоящее время существует два основных метода экспериментального изучения магнитопластичности в кристаллах на уровне индивидуальных дислокаций: экспозиция образцов в постоянном магнитном поле, либо в скрещенных магнитных полях, постоянном *B* и переменном \tilde{B} , на частоте резонанса ЭПР, определяемой условием $hv = g\mu_{\rm B}B$, где h – постоянная Планка, $\mu_{\rm B}$ – магнетон Бора и g – фактор Ланде. В обоих случаях перемещение дислокаций обусловлены магнитоиндуцированным преобразованием структуры примесных центров пиннинга, изменяющим силу их взаимодействия с дислокациями. Роль магнитной обработки заключается в преобразовании спиновых систем в примесных комплексах (путем эволюции в постоянном поле или в результате резонансных переходах в режиме ЭПР) к состоянию, в котором снимается квантовый запрет на определенный электронный переход. Движущей силой для дислокаций являются внутренние напряжения в кристалле, а их перемещения имеют релаксационный характер.

Ранее при изучении влияния постоянного магнитного поля на подвижность дислокаций в кристаллах NaCl было обнаружено, что добавление небольшого количества Ni приводит к заметному увеличению подвижности дислокаций. Целью данной работы является сравнительный экспериментальный анализ влияния примеси Ni на магнитостимулированную подвижность дислокаций в кристаллах NaCl при двух режимах магнитного воздействия: постоянным полем и в схеме ЭПР типа в поле



Рис. 1. Зависимость среднего пробега дислокаций в кристаллах NaCl (*a*) и NaCl(Ni) (δ) от частоты поля накачки. Для NaCl $\widetilde{B} = 2.5$ мкTл, t = 5 мин; для NaCl(Ni) $\widetilde{B} = 3.12$ мкTл, t = 3 мин.

б) Земли *B*_{Earth}.

Исследования проводились на монокристаллах NaCl двух типов, выращенных методом Киропулоса в Ленинградском оптико-механическом объединении (ЛОМО) из почти одинаковой шихты. Различие заключалось в том, что в одну из них была специально добавлена примесь Ni в очень малом количестве. В обоих кристаллах общая концентрация примеси (преимущественно Ca) одинакова и не превышает 10 ppm. Атомноабсорбционный анализ показал, что концентрация Ni в одном из кристаллов составляет 0.06 ppm. Ниже мы будем условно называть этот кристалл NaCl(Ni).

Образцы выкалывались по плоскостям спайности {100} в виде параллелепипеда с размерами 3×3×5 mm, отжигались и химически полировались. Изучалось перемещение свежих краевых дислокаций, введенных легким ударом. Положение дислокаций до и после эксперимента фиксировалось методом избирательного химического травления. Среднее значение их перемещений *l* находилось из гистограмм пробегов. На графиках откладывалась безразмерная величина $l\sqrt{\rho}$: отношение среднего пробега *l* к среднему расстоянию $1/\sqrt{\rho}$ между дислокациями, ρ – их средняя плотность 10^4 см⁻².



Рис. 2. Зависимость среднего пробега дислокаций в кристаллах NaCl и NaCl(Ni) от квадрата амплитуды поля накачки в условиях резонанса $v_r = 1.38$ МГц (*a*) и магнитной индукции постоянного поля (δ). Сплошные кривые – 293 К, штриховые – 77 и 4.2 К.

Магнитная обработка образцов проводилась в двух режимах: в постоянном поле B = 0 - 0.5 Тл или в схеме ЭПР в скрещенных магнитных полях – поле Земли **B**_{Earth} и переменном поле накачки **B**. В постоянном поле ориентация образца выбиралась так, чтобы исследуемые дислокации были ортогональны вектору магнитной индукции **B**. Амплитуда и направление магнитного поля Земли измерялись непосредственно в месте нахождения образца в установке. Вектор **B**_{Earth} составлял с вертикалью угол 29.5°, а его величина была 49.97 мкТл. Амплитуда переменного поля варьировалась в интервале 0÷6 мкТл, частота $v = 1\div1.5$ МГц. Использовались две геометрии: $\tilde{B} \perp B_{Earth}$ и $\tilde{B} \parallel B_{Earth}$. Образец всегда выставлялся так, чтобы исследуемые дислокации были перпендикулярны обоим полям.

Для кристаллов NaCl и NaCl(Ni) были измерены зависимости пробегов дислокаций от частоты переменного магнитного поля при экспозиции образцов в схеме ЭПР типа. Положение резонансных пиков, представленных на рис. 1, соответствует условию ЭПР с фактором Ланде $g \approx 2$. Видно, что добавление в кристалл NaCl небольшого количества примеси Ni не изменяет величину резонансной частоты ($v_r =$ 1.38 МГц). Такая инвариантность отражает скорее свойство ЭПР (одинаковость зеемановского расщепления уровней в одном и том же поле B_{Earth}), чем близость свойств исследуемых кристаллов двух типов. Разница в примесной структуре проявляет себя при повороте переменного поля накачки относительно поля Земли. На рис.1 сплошные линии отвечают геометрии $\tilde{\mathbf{B}} \perp \mathbf{B}_{Earth}$, а точечные – ориентации $\tilde{\mathbf{B}} \parallel \mathbf{B}_{Earth}$. Видно, что амплитуды резонансных пиков в изучаемых кристаллах поразному реагируют на такой поворот поля накачки. В кристаллах NaCl понижение среднего пробега дислокаций при повороте вектора $\tilde{\mathbf{B}}$ в позицию параллельную полю Земли относительно невелико (рис. 1*a*). А в NaCl(Ni) при $\tilde{\mathbf{B}} \parallel \mathbf{B}_{Earth}$ эффект подавляется почти полностью: высота пика едва превышает фоновый уровень (рис. 1*б*). Столь радикальное влияние ничтожной добавки Ni на резонанс ЭПР типа представляется нетривиальным. Экспериментально проверено: для дислокаций, параллельных \mathbf{B}_{Earth} , средний пробег находится на уровне фона в обоих кристаллах, что согласуется с ранее изученными свойствами явления.

В той же схеме ЭПР типа в обоих кристаллах измерены зависимости высоты пиков среднего резонансного пробега дислокаций от амплитуды переменного поля накачки \tilde{B} и времени *t* магнитной экспозиции. В использованных диапазонах полей в пределах экспериментальных погрешностей наблюдаются линейные зависимости максимального пробега *l* от времени и квадрата магнитной индукции: $l = l_0 + k\tilde{B}^2 t$, где l_0 – средний фоновый пробег, связанный с вытравливанием приповерхностных примесей, а также с манипулированием образцами в процессе опытов. Как видно из рис. 2*a*, наклон *k* измеренной линейной зависимости $l(\tilde{B}^2)$ в кристалле NaCl примерно в 2 раза больше, чем в кристалле NaCl(Ni). Соотношение между наклонами линейных зависимостей в постоянном магнитном поле *c*оотношение между наклонами примеха рис. 2*б*). Кроме того, в постоянном магнитном поле соотношение между наклоном прямых при комнатной и низких температурах для кристаллов NaCl(Ni) примерно в 1.5 раза больше, чем для NaCl.

В постоянном магнитном поле было обнаружено существование порога B_c , ниже которого МПЭ исчезает. Он связан с тем, что дислокации открепляются от стопоров пока время открепления τ_{dp} меньше времени спин-решеточной релаксации



Рис. 3. Зависимость среднего пробега дислокаций в кристаллах NaCl (*1–3*) и NaCl(Ni) (4) от амплитуды поля накачки при $v_r = 1.38$ МГц для разных ориентаций полей в условиях $\tilde{B}^2 t = \text{const.}$

 $\tau_{\rm sl} \sim B_c^{-2}$. Величины пороговых полей для обоих кристаллов NaCl(Ni) и NaCl примерно одинаковы. На рис. 3 представлена зависимость дислокационных пробегов в этих кристаллах от величины амплитуды \tilde{B} поля накачки, которая варьировалась вместе со временем экспозиции так. что $\tilde{B}^2 t = \text{const.}$ Вилно, что величина пороговой амплитуды поля накачки для кристаллов NaCl(Ni) в 2.5 раза меньше, чем для кристаллов без Ni (точечные линии на рис. 3). На примере кристаллов NaCl на рис.3 также показано, что величина порогового поля не зависит ни от величины $\tilde{B}^2 t$ = const (кривые 1 и 3), ни от ориентации поля накачки относительно поля Земли (кривые 1 и 2).

Таким образом, как показывают наши измерения, введение в кристалл ничтожного количества примеси Ni оказывает неожиданно сильное воздействие на кинематику магнитопластичности как в постоянном магнит-

ном поле, так и при экспозиции кристаллов в схеме ЭПР. В докладе предлагается возможная физическая интерпретация наблюдаемых парадоксальных эффектов.

Работа частично поддержана Президиумом РАН (Программа № 24) и РФФИ (грант № 13-02-00341).

ИСТОРИЯ СОЗДАНИЯ РЕАКТОРА ЯДЕРНО–РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ. ОБОСНОВАНИЕ ВЫБОРА МАТЕРИАЛОВ

Ланин А.Г

НИИ НПО ЛУЧ, Подольск, Россия lanin05@mail.ru

Рассмотрены конструктивные особенности ядерного ракетного двигателя (ЯРД) и основные этапы его создания. Обосновывается выбор материалов для тепловыделяющих сборок из стержневых твэлов на основе карбидов UC–ZrC, UC–NbC, UC–ZrC–NbC и теплозащитного пакета из высокопористых карбидов ZrC и NbC с добавками графита.

Приведены данные испытаний, обосновывающих несущую способность элементов конструкций в наземном прототипе ЯРД реактора ИВГ-1, имитирующим эксплуатацию ЯРД при удельных энерговыделениях до 30 КВт/см³ в условиях воздействия силовых и термических нагрузок, интенсивных нейтронных потоков до ~ $5 \cdot 10^{13}$ н/см² и температурах до 3000К в среде рабочего тела (водорода).

Обсуждены закономерности изменения прочности и термопрочности топливных и высокопористых карбидов и карбидо-графитов в интервале температур 300– 3000К, особенности их разрушения с позиций новых разработанных критериев термопрочности с учетом термохимической деградации при взаимодействии с водородом и радиационной повреждаемости.

Впервые в практике машиностроения доказана возможность частичного разрушения изделий при сохранении нормальной эксплуатации всего аппарата. Рассмотрены перспективы развития и дальнейшее использование ЯРД в космосе.

Список литературы

- 1. Труды международных конференций «Ядерная энергетика в космосе». Подольск, 1994-2006 гг.
- 2. НПО «ЛУЧ». Дела и люди, под ред. А.Г. Ланина, Подольск, 2004
- 3. А.Г.Ланин, И.И. Федик. «Проблемы выбора и использования материалов для реактора ЯРД». УФН, 2011, том 181, № 3
- 4. А.Г.Ланин «Активная зона реактора ядерно-ракетного двигателя», Издательство «Lambert». Германия, 2012, 155 с.
- 5. A. Lanin. Nuclear Rocket Engine Reactor, Издательство Springer. 2013. p. 109

ВЫЯВЛЕНИЕ ЗОН РИСКА ДЛЯ ОБОЛОЧКИ НЕФТЕХИМИЧЕСКОГО РЕ-АКТОРА (КОКСОВОЙ КАМЕРЫ) ПРИ СВАРКЕ ВЗРЫВОМ

Пацелов¹ А.М., Гринберг¹ Б.А., Иванов² М.А., Плотников¹ А.В.

¹Институт физики металлов, г. Екатеринбург, Россия, ²Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова, г. Киев, Украина patselov@imp.uran.ru

Проведено исследование структуры переходной зоны полученного сваркой взрывом композита сталь 12XM – сталь 08X13, который используется при изготовлении оболочек коксовых камер. Коксовые камеры предназначены для выработки нефтяного кокса из тяжелых нефтяных остатков как первичной, так и вторичной переработки в составе установок замедленного коксования. Они представляют собой полые вертикальные цилиндрические аппараты диаметром 3–8 м и высотой 22–40 м

с режимом работы в условиях действия достаточно активных сред. Для внутренней оболочки камеры использовалась хромистая сталь 08Х13, которая является коррозионностойкой и жаростойкой (вплоть до 750-800 °С), а для наружной оболочки – низколегированная малоуглеродистая сталь 12ХМ.

Листы, полученные сваркой взрывом, имеют длину 4-5 м и ширину до 2.4 м. Толщина пластины из стали 08Х13 составляла 6 мм, толщина пластины из стали 12ХМ – 24 мм. Основные параметры сварки взрывом: зазор между пластинами – 5 мм, скорость точки контакта составляла 2400-2700 м/с. Соударение пластин происходило под углом 9-11°. После сварки проводили отпуск для снятия остаточных на-



Рис. 1. Поперечное сечение сварного соединения сталь 08Х13– сталь 12ХМ вблизи стыковки двухслойных листов



Рис. 2. Продольное сечение композита



Рис. 3. Переходы между зонами

пряжений при 700 °С в течение 2 часов.

На рис. 1 приведено поперечное сечение сварного соединения вблизи стыковки двухслойных листов. Видна волнообразная поверхность раздела по разные стороны стыковки. На рис. 2 приведены продольные сечения волнообразной поверхности раздела, которые представляют собой чередующиеся полосы обеих сталей.

На рис. 2 при видны изолированные расплавленные области, так называемые зоны локального расплавления (указаны стрелкой). Как видно из рис. 2, зоны расплавления не наблюдаются внутри полос, а только вблизи их границ, причем зоны прижаты к границе со стороны стали 12XM.

В результате СЭМ анализа показано, что структура данного сварного соединения состоит из слоев, переходы между которыми исследуются далее, начиная от стали 12XM, затем через границу раздела переход к стали 08X13. Для удобства слои пронумерованы.

На рис. 3 показана последовательность четырех слоев: 1 – рекристаллизованная область стали 12ХМ; 2 – зона локального расплавления стали 12XM; 3 – зона стержневидных карбидов в стали 08Х13; 4 - зона хаотически распределенных (и возможно другой структуры) карбидов в стали 08Х13. Обращает на себя внимание резкая граница между областями 3 и 2, которая контрастирует с размазанной границей между областями 3 и 4. Последовательность слоев завершает слой 5 рекристаллизованной стали 08Х13. Изображение этого слоя при большем увеличении приведено на рис. 4. Видны многочисленные карбиды как по границам, так и внутри зерен.

Как показывает проведенный посредством СЭМ химический анализ, расплав представляет собой обогащенную хромом и обедненную углеродом сталь 12XM (рис.5). В таблице 1 приведены значения концентрации хрома в различных участках замеров. Для сравнения приведены значения концентрации хрома в участке (a), который находится в области 1. Значения концентрации хрома в участках (b-g) расплава превышают в несколько раз значения концентрации хрома в участке (a). Как показали многочисленные замеры (некоторые значения приведены в таблице 1), расплав характеризуется случайным распределением концентрационных неоднородностей. Соответственно наблюдаются карбиды различных типов, свойственные сталям как с низким, так и с высоким содержанием хрома.



Рис.4. Зона 5 – рекристаллизованная сталь 08Х13

Участок	а	b	С	d	е	f	g
Сг, вес.%	1.28	4.81	4.59	4.12	9.35	4.40	7.80

Таблица 1. Значения концентрации хрома в различных участках замеров



Рис.5. Зона 5 – рекристаллизованная сталь 08Х13

Как видно из рис. 5, область 2 контактирует с областью 3, в которой плотность карбидов несравнимо выше. Видна резкая граница между этими областями: широкой областью 2 и узкой областью 3. Область 3 расположена вдоль кромки стали 08Х13.

Мы полагаем, что именно образование и разлет частиц, в первую очередь, провоцируют расплавление. Трение между частицами резко усиливается за счет того, что они имеют гораздо большую поверхность по сравнению с поверхностью контактирующих пластин и разлетаются не в свободном, а в замкнутом пространстве. В результате могут возникнуть локальные участки, разогретые до температуры, достаточной для расплавления. Но тогда из-за высокой диффузионной подвижности углерода в жидкости возникает поток атомов углерода, направленный из расплава в твердую фазу. В данном случае это поток из области 2 стали 12XM в область 3 стали 08X13. На первый взгляд можно было ожидать, что концентрация углерода в области 3 будет здесь приближаться к средней концентрации в стали 12XM. Но ситуация оказалась гораздо более сложной.

Впервые наблюдается сегрегация при сварке взрывом на границах расплава и твердой фазы. Вследствие того, что состав зоны сегрегации отличается от состава обоих материалов, иными будут и фазовые превращения в этой зоне. Движущей силой для сегрегации является понижение энергии углерода в указанной зоне, но не за счет большой концентрации хаотически распределенного третьего элемента, как это часто имеет место в процессах сегрегации, а за счет превращений, которые этот элемент вызывает. Для исследуемого здесь соединения речь идет о связывании больших концентраций хрома и углерода в карбиды, имеющих форму пластин или стержней и организованных в колонии. Зона сегрегации либо образуется сразу, а потом происходит эвтектоидный распад, либо продвижение границы зоны происходит постепенно при постоянной накачке углерода из области расплава.

Измерения микротвердости в различных полосах переходной зоны показали, что микротвердость зоны стержневидных карбидов (зона 3) достигает значения 3600 МПа, что примерно на 2000 МПа превышает микротвердость рекристаллизованных сталей (область 1, 5). Такое высокое значение обусловлено не только микротвердостью карбидов, но и тем, что они объединены в колонии.

На основании проведенного в настоящей работе исследования мы полагаем, что выбор режима термообработки был неудачным. Его параметры (температура, длительность) оказались именно такими, которые могут обеспечить эвтектоидный распад. Для того, чтобы убедиться в этом, нам были необходимы образцы сварного соединения без термообработки. Сравнение структуры этих образцов с их структурой после термообработки, однозначно показало, что стержневидные карбиды возникли именно во время термообработки. На рис. 6 показана полоса, соседняя с зоной расплава, до и после термообработки.



Рис. 6. Полоса, соседняя с зоной расплава после сварки взрывом: *а* – до термообработки; *б* – после термообработки

Мы полагаем, что наличие указанных зон риска снижает сопротивление композитов, из которых сделаны стенки камеры, значительным и долговременным нагрузкам. Для того, чтобы увеличить длительность эксплуатации камеры, мы рекомендуем изменить режим термообработки. Новые параметры должны быть достаточными, чтобы обеспечить снятие остаточных напряжений, но избежать эвтектоидного распада.

Работа выполнена при финансовой поддержке проектов № 12-2-2-007-АРКТИКА, №12-У-2-1011, 13-2-014-УТ. Структурные исследования выполнены в Центре электронной микроскопии ИФМ УрО РАН.

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНАЯ СУПЕРЛОКАЛИЗАЦИЯ В СПЛАВАХ СО СВЕРХСТРУКТУРОЙ L1₂. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Старенченко В.А., Соловьева Ю.В., Фахрутдинова Я.Д.

Томский государственный архитектурно-строительный университет, Томск, Россия, <u>i sol@mail.ru</u>

Монокристаллы со сверхструктурой L1₂ обладают свойством термического упрочнения, однако, в экспериментах, проводимых на сжатие монокристаллов Ni₃Ge со сверхструктурой L1₂ при высоких температурах ($T > 0,5T_{nn}$) наблюдается явление суперлокализации пластической деформации. Данное явление заключается в потере устойчивости пластической деформации вследствие образования областей избыточных напряжений, переходящих в полосу локализации деформации, пересекающую кристалл, в которой протекает вся дальнейшая деформация. Кривые упрочнения при этом приобретают характерный немонотонный вид [1, 2]. Внешне результат явления суперлокализации пластической деформации выглядит как смещение частей кристалла друг относительно друга вдоль одной или нескольких полос (рис.1).



Для моделироваданного явления ния была предложена модель дислокационной кинетики, основанная на концепции упрочнения и отдыха [3]. Исследование модели дислокационной кинетики, показало, что возможно несколько сценариев развития системы. В зависимости от параметров модели наблюдаются раз-

Рис. 1. Полосы высокотемпературной суперлокализации пластической деформации монокристаллов Ni₃Ge

личные типы кривых упрочнения: монотонно возрастающие кривые упрочнения (рис. 2, a), апериодически, либо периодически затухающие кривые течения (рис. 2, b и c соответственно), либо периодически немонотонные кривые упрочнения, наблюдающиеся на фоне общего возрастания напряжения деформирования (рис. 2, d).



Рис. 2. Типы кривых упрочнения, полученных при решении модели дислокационной кинетики

Предполагается, что немонотонный вид кривых деформационного упрочнения $(b, c \ u \ d$ на рис. 2) должен приводить к возникновению в реальных условиях суперлокализации пластической деформации. Чтобы в этом убедиться была использована модель механики упругопластической среды, которая позволяет учесть неоднородности напряженного состояния в образце, что является одним из факторов появления суперлокализации, и увидеть объемную картину деформации. Модель механики упругопластической среды, предложенная Беловым Н.Н. и соавторами [4], была реализована в программном комплексе «РАНЕТ-3» модифицированным методом конечных элементов [5]. Чтобы учесть особенности развития микроструктуры при высокотемпературной деформации монокристаллов со сверхструктурой L1₂ в модели механики были учтены различные сценарии развития модели дислокационной кинетики в виде кривых упрочнения, представленных на рис. 2.

Результаты с использованием монотонной зависимости (рис. 2, *a*) представлены на рис. 3. Оттенками серого цвета обозначено распределение напряжений в образце. В данном случае можно наблюдать однородное пластическое течение, без образования ярко выраженных областей избыточных напряжений. Образец осаждается прямо, без образования полос суперлокализации.



Рис. 3. Результаты численного эксперимента на сжатие образца в различные моменты времени для монотонной кривой упрочнения.

Качественно иная картина деформации наблюдается, когда развитие микроструктуры описано немонотонной зависимостью напряжений от деформации. Для апериодически затухающей кривой упрочнения (рис. 2, *b*) результаты численного эксперимента представлены на рис. 4.



Рис. 4. Результаты численного эксперимента на сжатие образца в различные моменты времени для апериодически затухающей кривой упрочнения

Здесь можно наблюдать процесс суперлокализации пластической деформации. К моменту времени 160 мкс наблюдаются симметричные крестообразные области избыточных напряжений (темная и светлая полосы вдоль образца) и к моменту времени 180 мкс зарождение полосы суперлокализации. К 240 мкс части образца смещаются друг относительно друга.

В отличие от расчетов с апериодической затухающей кривой упрочнения, расчеты с периодически затухающей кривой упрочнения (рис. 2, *c*) демонстрируют на начальных этапах деформации (260 мкс и 310 мкс) более многочисленные очаги избыточных напряжений (рис. 5), полоса суперлокализации пластической деформации также зарождается из полосы избыточных напряжений, которую можно наблюдать к моменту 310 мкс. К 400 мкс части образца смещаются друг относительно друга.



Рис. 5. Результаты численного эксперимента на сжатие образца в различные моменты времени для периодически затухающей кривой упрочнения

Для последней кривой упрочнения (рис. 2, *d*) результаты численных расчетов представлены на рис. 6. Здесь так же на начальных этапах деформации можно наблюдать симметричное распределение областей избыточных напряжений (180 мкс), затем из данных областей начинают к моменту времени 240 мкс формироваться в две полосы суперлокализации пластической деформации. К моменту времени 320 мкс части образца смещаются друг относительно друга по полосе суперлокализации, расположенной в нижней части кристалла. Похожую картину деформации можно наблюдать в натурном эксперименте (рис. 1).



Рис. 6. Результаты численного эксперимента на сжатие образца в различные моменты времени для незатухающей периодической кривой упрочнения

Таким образом, можно сделать следующие выводы:

• Монотонное деформационное упрочнение элемента деформируемой среды не вызывает суперлокализации и потери устойчивости пластического течения.

• Суперлокализация пластической деформации определяется наличием концентраторов напряжений и немонотонным упрочнением элемента деформируемой среды.

- Многократная немонотонность упрочнения элемента среды может служить причиной множественности полос макроскопической локализации деформации.
- Результаты численного эксперимента хорошо согласуются с натурным экспериментом.

Список литературы

- 1. Соловьева Ю.В., Старенченко В.А., Бурцев Б.И., Геттингер М.В., Ковалевская Т.А. Высокотемпературная суперлокализация деформации монокристаллов интерметаллида Ni₃Ge // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2006. Т. 70. № 11. с. 1683-1685.
- 2. Старенченко В.А., Соловьева Ю.В., Фахрутдинова Я.Д., Валуйская Л.А. Суперлокализация деформации в монокристаллах Ni₃Ge со сверхструктурой L1₂ // Известия высших учебных заведений. Физика. 2012. Т. 55. № 1. С. 62-73.
- Старенченко В.А., Соловьева Ю.В., Старенченко С.В., Ковалевская Т.А. Термическое и деформационное упрочнение монокристаллов сплавов сверхструктурой L1₂. – Томск: Изд-во НТЛ, 2006. – 292 с.
- 4. Белов Н.Н., Югов Н.Т., Копаница Д.Г., Югов А.А. Динамика высокоскоростного удара и сопутствующие физические явления. Нортхэмптон-Томск: Изд-во STT, 2005.-354с.
- 5. Югов Н.Т., Белов Н.Н., Югов А.А. Расчет адиабатических нестационарных течений в трехмерной постановке (РАНЕТ-3). Пакет программ для ЭВМ. Федеральная служба по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам. Свидетельство о гос. Регистрации программы для ЭВМ №2010611042, 2010 г.

О МЕХАНИЗМЕ ЗАРОЖДЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В КРИСТАЛЛАХ

Хон Ю.А., Каминский П.П., Туч Е.В.

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия, <u>Khon@ispms.tsc.ru</u>

Наиболее распространенным механизмом пластической деформации кристаллов является сдвиг по плоскостям скольжения при напряжении, превышающем критическое значение σ_{sh} . В массивных кристаллах $\sigma_{sh} \approx (10^{-5}-10^{-3})G$, где G – модуль сдвига. В кристаллах, толщина d которых меняется от десятков микрометров [1] до сотен нанометров [2–5], σ_{sh} возрастает прямо пропорционально d^n ($n \approx 1/2$ для NaCl [1], Au [2, 3], Mo [3], Ni [4]), ($n \approx 1$ для Au <001> [5]) и приближается снизу к теоретическому значению $\sigma_{th} \approx G/10$. Во всех кристаллах независимо от их толщины локализованный сдвиг, как правило, зарождается в поверхностном слое, а затем распространяется в объем кристалла. Зарождение сдвига чаще всего связывают с наличием источников пластической деформации в поверхностном слое, но их происхождение остается не ясным.

Зарождение локализованной сдвиговой деформации (возбуждение сдвиговых степеней свободы) является следствием потери устойчивости кристалла относительно малых либо конечных смещений атомов при напряжении σ_{sh} [6]. Известные критерии сдвиговой устойчивости определяются только соотношениями между модулями упругости кристалла и от размера кристалла не зависят. Отсюда следует, что существуют дополнительные неустойчивости деформируемого кристалла, инициирующие возбуждение сдвиговых степеней свободы. Причем эти дополнительные неустойчивости зависят от характерных размеров кристалла.

В работе выясняется происхождение указанных неустойчивостей. Обращено внимание на то, что деформируемый кристалл представляет нестационарную систему, энергия которой не сохраняется. В этих условиях имеется конечная вероятность электронных переходов с одного энергетического уровня системы на другой и, как следствие, изменение межатомного взаимодействия и состояния системы [7, 8]. В результате в деформируемом кристалле при напряжении $\sigma_{sh} << \sigma_{th}$ возбуждаются динамические смещения атомов [8] и связанные с ними динамические степени свободы. Возбужденные динамические степени свободы инициируют возбуждение сдвиговых степеней свободы задолго до потери сдвиговой устойчивости кристалла. Рассмотрение такого инициирующего влияния проведено на основе теории систем, далеких от состояния равновесия [9].

Пространственное распределение атомов в деформируемом одноатомном кристалле характеризуется функцией $\rho(r, t)$, где r – совокупность средних значений координат атомов, t – время. Усреднение проводится на временах, намного превышающих период колебаний атомов. Время определяется величиной и скоростью деформации. В адиабатическом приближении $\rho(\mathbf{r},t) = \rho_{ad}(\mathbf{r},t)$. Основные характерные особенности функции ρ_{ad} при различной степени деформации *е* известны. При $e < e_s$ имеется единственное решение ρ_s , которое устойчиво относительно однородных и неоднородных флуктуаций бр_{аd} конечной амплитуды. Неоднородные флуктуации вызываются тепловыми колебаниями атомов. При $e \ge e_{th} = \sigma_{th}/G$ решение ρ_s неустойчиво относительно сколь угодно малых возмущений. Вблизи порога устойчивости р_s функция $\rho_{ad}(\mathbf{r},t)$ представлена в виде $\rho_{ad}(\mathbf{r},t) = \rho_s(\mathbf{r},t) + p(\mathbf{r},t)$ [9]. Здесь $p(\mathbf{r},t)$ имеет смысл параметра порядка (амплитуды неустойчивой моды). Параметр порядка р равен нулю при $e < e_s$ и может быть отличен от нуля при $e > e_s$. Амплитуда $q(\mathbf{r},t)$ неустойчивой моды (параметр порядка) связана с возбуждением динамических степеней свободы. При $e < e_d$ состояние системы, описываемое функцией ρ_s , абсолютно устойчиво, а при $e > e_u > e_d$ неустойчиво относительно малых возмущений q. В интервале $e_u > e > e_d$ возможна бистабильность состояний. Наиболее интересен случай, когда $e_u < e_s$.

Вблизи порога устойчивости однородной обратимой деформации функция $\rho(\mathbf{r},t)$ представлена в виде $\rho(\mathbf{r},t) = \rho_s(\mathbf{r},t) + p(\mathbf{r},t) + q(\mathbf{r},t)$. Уравнения для безразмерных параметров порядка имеют вид

$$t_p \frac{\partial p}{\partial t} = a_p p + b_p p^2 - p^3 + l_p^2 \Delta p + c_p q p, \qquad (1)$$

$$t_q \frac{\partial q}{\partial t} = a_q q + b_q q^2 - q^3 + l_q^2 \Delta q - c_q q p.$$
⁽²⁾

Здесь t_p , t_q , l_p , l_q – характерные времена возбуждения и характерные длины изменения параметра порядка p, q соответственно, коэффициенты a_p , a_q зависят от деформации и могут быть как отрицательным, так и положительным, остальные коэффициенты в (1), (2) положительны. Уравнения (1), (2) представляют частный случай уравнений, описывающий процессы самоорганизации в неравновесных пространственно распределенных средах [10].

Наиболее интересен случай, когда $e < e_s$ (адиабатические степени свободы не возбуждаются), что имеет место при выполнении неравенства $a_p < -b_p^2/4$. Другими словами, без учета динамических степеней свободы кристалл испытывает только обратимую деформацию. Результаты численного решения уравнений (1), (2) приведены на рис. 1, 2 при следующих начальных и граничных условиях. Начальные условия: q(x,t=0) = 0, p(x, t=0) = 0. Граничные условия: $0 \le x \le L$, $dq/dx|_{x=0} = dq/dx|_{x=L} = 0$, $dp/dx|_{x=0} = dp/dx|_{x=L} = 0$, $L = 50l_p$. Начальные возмущения в виде $\Delta p \exp[-\sigma_p(x-x_0)^2]$, $\Delta q \exp[-\sigma_q(x-x_0)^2]$ с $\Delta q = 0, 1$, $\Delta p = 0,001$, $\sigma_q = 1$, $\sigma_p = 1$ заданы в точке $x_0 = 0$.

На рис. 1 приведено пространственное распределение параметров порядка при $\tau = t_q/t_p = 1/15$, $l_p = 0.11$, $l_q = 0.1$. Видно, что образуется область локализованного сдвига в виде бегущего автосолитона. Впереди автосолитона и сзади него неупругие смещения атомов отсутствуют. Переменная q на фронте волны переключения, ширина которого составляет несколько значений l_q , быстро нарастает до стационарного значения q_h . Фронт волны движется со скоростью $v_q \approx 0.1 l_q/t_q$. Неустойчивость однородного состояния q_h , p_0 относительно малых возмущений p приводит к возрастанию переменной p и уменьшению q до значений, близких к q_G . Развитие неустойчивости однородного состояния p_G , q_G относительно малых неоднородных возмущений ведет вначале к быстрому возрастанию, а затем уменьшению переменной p до нуля. Область локализованного пластического сдвига движется с постоянной скоростью $V \approx 0, 1l_p/t_p$. При этом размер области динамических смещений с течением времени увеличивается, а пластической остается той же самой. Обратим внимание на то, что начальное возмущение для переменной p может быть сколь угодно малым.



Рис. 1. Пространственное распределение параметров порядка p (кривые 3, 5, 7) q (кривые 1, 2, 4, 6) при $a_p = -0.3$, $b_p = 0.2$, $a_q = -0.03$, $b_q = 0.6$, $c_p = 3.5$, $c_q = -0.1$, $l_p = 0.11$, $l_q = 0.1$, $t_q = 1$, $t_p = 15$ в моменты времени t = 0 (кривая 1), t = 100 (кривые 2, 3), t = 1000 (кривые 4, 5), t = 1500 (кривые 6,7).

При $a_q \ge 0$ зарождение пластического сдвига происходит при сколь угодно малом начальном возмущении по другому сценарию. На рис. 2 приведено пространственное распределение параметров порядка при $a_q=0$ для различных моментов времени. Видно, что вместо одного локализованного сдвига возбуждается и распространяется серия автосолитонов, образуя с течением времени сложно меняющуюся картину. В определенные моменты времени проявляется некоторая периодичность в распределении пластических сдвигов. Образуются одномерные ячейки, с низкой плотностью дефектов либо совсем свободные от них. Пластические сдвиги локализованы по границам ячеек. Толщина границ составляет несколько характерных размеров отдельного локализованного сдвига. Затем ячейки распадаются, пластические сдвиги выглядят распределенными случайным образом.



Рис. 2. Пространственное распределение параметров порядка *p* (кривые 2), *q* (кривые 1) при $a_p = -0.3$, $b_p = 0.2$, $a_q = 0$, $b_q = 0.6$, $c_p = 5$, $c_q = -0.1$, $l_q = 0.11$, $l_p = 0.1$, $t_q = 1$, $t_p = 15$ в различные моменты времени (указаны в верхней части рисунков). Остальные параметры те же, что и на рис. 1.

Список литературы

- 1. Зуев Л.Б., Мальцев В.Д., Данилов В.И. и др. ФТТ. 1975. Т.17. №32. С. 501-505.
- 2. C. A. Volkert and E. T. Lilleodden. Phil. Mag. 2006. Vol. 86. P. 5567-5579.
- 3. Ju-Young Kim, Julia R. Greer. Acta Mater. 2009 V. 57. P. 5245-5253.
- 4. D.M. Dimiduk, M.D. Uchic, T.A. Parthasarathy. Acta Mater. 2005. V. 53. P. 4065-4077
- 5. Steffen Brinckmann, Ju-Young Kim, and Julia R. Greer. PRL. 2008. V.100. -155502.
- Goran Grimvall, Blanka Magyari-Kope, Vidvuds Ozolins, Kristin A. Persson. Rev.Mod. Phys. -2012. – V.84. – P.946-986.
- 7. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Наука. 1974. 750 с.
- 8. В.Е. Егорушкин, Н.В. Мельникова. ЖЭТФ. 1993. Т. 103. Вып. 2. С. 214-226.
- 9. M.C. Cross, P.C. Hohenberg. Rev.Mod. Phys. 1993. V.65. P.854-1112.
- 10. Б.С. Кернер, В.В. Осипов. УФН. 1990. Т. 160. в. 9. С. 2-73.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ РАЗРУШЕНИЯ ТИТАНА, ПОДВЕРГНУТОГО МНОГО- И ГИГАЦИКЛОВОЙ УСТАЛОСТИ

Банников М.В., Оборин В.А., Наймарк О.Б.

Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Россия, mbannikov@icmm.ru

Повышение прочностных свойств конструкционных материалов в последнее время достигается за счет формирования микро- и нанокристаллической структуры. Однако традиционные методики не обеспечивают оценку усталостного ресурса в области гигацикловых режимов нагружения (10⁹ циклов до разрушения), что привело к появлению новых методов, основанных на применении ультразвуковых испытательных машин и исследовании морфологии поверхностей разрушения современными методами структурного анализа. В работе проведено исследование влияния микроструктуры чистого титана и сплава ВТ-6 на усталостную долговечность в гигацикловом режиме нагружения и качественных различий в механизмах образования усталостной трещины в много- и гигацикловых режимах нагружения.

Образцы из титана с различной микроструктурой: исходной поликристаллической с размером зерна 25 мкм и субмикрокристаллической, полученной в результате равноканального углового прессования в различных условиях: УМЗ-1 (отжиг при T = 450С, 8 проходов, волочение с 14 до 9 мм при $T = 200^{\circ}$ С; размер зерна: 100-150 нм) и УМЗ-2 (отжиг при T = 450С, 4 прохода, теплая прокатка с 12 до 8 мм при $T = 350^{\circ}$ С; размер зерна 200 нм) и титанового сплава ВТ-6 разрушались в режимах много- и гигацикловой усталости на ультразвуковой нагружающей машине [1]. С целью установления масштабно-инвариантных закономерностей [2–4] инициирования и роста трещины производился анализ поверхностей разрушения цилиндрических образцов в режиме многоцикловой и гигацикловой усталости. Результаты усталостных испытаний изображены на сводном графике (рис. 1).



Рис. 1. Долговечность титана и его сплавов в режимах много- и гигацикловой усталости: 1 – данные по усталостной долговечности для сплава Ti6Al4V Bathias [5]; 2 – Сплав ВТ-6; 3 – Ti Grade-4 в исходном состоянии; 4 – Ti Grade-4 в ультрамелкозернистом состоянии УМЗ-1; 5 – Ti Grade-4 в ультрамелкозернистом состоянии УМЗ-2.

Усталостная долговечность в гигацикловом режиме нагружения сплава титана ВТ-6 (Ti6Al4V) хорошо согласуется с данными работы [5]. Прослеживается предсказанное в [5] влияние микроструктуры материала на его усталостные характеристики в режиме гигацикловой усталости. Субмикрокристаллическое состояние титана Ti-Grade-4 УМЗ-1 с наименьшим размером зерна ~150нм и более равновесным состоянием границ зерен проявляет самые высокие усталостные свойства по сравнению с состоянием УМЗ-2, где размер зерна составляет ~200нм и поликристаллическим состоянием структуры с размером 25 мкм.

Механизмы инициирования и распространения усталостных трещин исследовались с помощью качественного и количественного анализа морфологии поверхностей разрушения. В работе [6] был предложен следующий механизм инициирования трещины: в тонком слое в окрестности включения наблюдается перераспределение дислокаций и образование малоугловых границ, что формирует зону с сильно измельченными субзернами, имеющими различные кристаллические ориентации. Формирование слоя с измельченным зерном вызвано постепенной полигонизацией, индуцированной вокруг внутреннего дефекта в процессе длительного циклического нагружения. Образование микроповреждений, постепенное увеличение их числа и слияние распространяется на всю толщину слоя с измельченным зерном, и в процессе слияния образуется микротрещина вокруг неметаллического включения. После того, как сформировалась трещина критического размера, она распространяется в соответствие с кинетическим законом Пэриса:

$$\frac{da}{dN} = C\left(\Delta K\right)^m,\tag{1}$$

где da/dN – скорость усталостной роста трещины, С и т константы, зависящие от материала. Методами оптической и электронной микроскопии проведен качественный анализ морфологии поверхности, а использование интерферометра-профилометра New View 5010 позволило установить количественные характеристики профиля поверхности разрушения. Обнаружены две характерные зоны, сильно отличающиеся друг от друга шероховатостью (рис. 2).



Рис. 2. Схематичное изображение исследования поверхности разрушения цилиндрических образцов в гигацикловом режиме нагружения с помощью интерферометра New View 5010. І и II – зоны инициирования и распространения трещины, соответственно. Сплошными линиями направления сечений профиля поверхности, для которых вычислялись масштабные инварианты (показатель Херста)

Зона I, диаметром ~ 100–300 мкм, в зависимости от исследуемого материала, в окрестности очага разрушения обладает высокой шероховатостью и соответствует зоне накопления дефектов и инициирования усталостной трещины; зона II охватывает остальную часть поверхности разрушения и является более гладкой, чем первая, соответствует распространению трещины по закону Пэриса (1). Данные результаты подтверждают механизмы инициирования трещины, описанные в [6].

Из двумерного профиля поверхности разрушения, полученного на интерферометре New View, вырезались одномерные профили различной длины, охватывающие как обе характерные зоны, так и ограниченные только одной зоной. Полученные профили анализировались в терминах показателя Херста [3,7]. Значение показателя Херста определялся по наклону линейного участка функции корреляции *K*(*r*) [3] в логарифмических координатах:

$$K(r) = \left\langle (z(x+r) - z(x))^2 \right\rangle_x^{1/2} \propto r^H, \qquad (2)$$

где z(x) – высота рельефа, зависящая от координаты x; угловые скобки отражают усреднение по x, H – показатель Херста. В логарифмических координатах коэффициентом наклона линейного участка такой функции является показатель H, а границы этого участка определяют масштаб корреляции. Выбирались профили,

В результате анализа масштабно инвариантных закономерностей было установлено, что зона вокруг очага разрушения связана с накоплением микроповреждений. По мере циклического нагружения дефекты накапливаются и образуют усталостную трещину критического размера, начиная с которого ее рост подчиняется закону Пэриса (1). В образцах из чистого титана очаг усталостной трещины в гигацикловом режиме нагружения инициировался на глубине 70-150 мкм под поверхностью. Исследование морфологии образцов, разрушенных в режиме многоцикловой усталости, при инициировании трещины с поверхности образца, показали, что функция корреляции обнаруживает только один наклон на всей поверхности разрушения как вблизи, так и вдали от очага разрушения. Значение линейного наклона функции корреляции соответствует значению фрактальной размерности профиля трещины, распространяющейся по закону Пэриса. Зоны накопления дефектов, характерной для внутреннего инициирования трещины, не обнаруживается. Это свидетельствует о принципиально различных механизмах при инициировании трещины в объеме материала и на поверхности.

Работа выполнена при поддержке, грантов РФФИ 13-08-96025 р_урал_а, 14-01-00842_а, 14-01-31193 мол_а

Список литературы

- 1. Bathias, C. Piezoelectric fatigue testing machines and devices / C. Bathias // International Journal of Fatigue. 2006. № 28. P. 1438-445.
- 2. Barenblatt G.I., Scaling Phenomena in Fatigue and Fracture/ G.I. Barenblatt// International Journal of Fracture, 2004- V.138(1)- pp 19-35,
- 3. Bouchaud E. Scaling properties of cracks/ E. Bouchaud //J. Phys.: Condens. Matter 1997-9-Pp. 4319–4344
- Оборин В.А. Масштабная инвариантность роста усталостной трещины при гигацикловом режиме нагружения /В.А. Оборин, М.В. Банников, О.Б. Наймарк, T.Palin-Luc // Письма в журнал технической физики. – 2010 – Т.36. № 22. – С. 76-82.
- 5. Bathias, C. Gigacycle Fatigue in Mechanical Practice / C. Bathias, P. C. Paris. Marcel Dekker Publisher Co. – 2005. – 328 p.
- Sakai T. Review and Prospects for Current Studies on High Cycle Fatigue of Metallic Materials for Machine Structural Use/ T. Sakai // Jour. Solid Mech. and Mat. Eng. 2009-3(3)-Pp.425-439
- Ritchie, R. O. Incomplete self-similarity and fatigue-crack growth International / R.O. Ritchie // Journal of Fracture. – 2005. – V.132, № 3. – P. 197-203.

РЕНТГЕНОВСКИЙ ФАЗОВЫЙ КОНТРАСТ В СИНХРОТРОННОМ ИЗЛУЧЕНИИ КАК МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ МИКРОСТРУКТУРЫ: НА ПРИМЕРЕ КРИСТАЛЛОВ SiC И AIN

Аргунова Т.С.¹, Гуткин М.Ю.²⁻⁴, Мохов Е.Н.¹, Нагалюк С.С.¹, Роенков А.Д.¹, Je J.H.⁵, Lim J.H.⁶

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия <u>argunova2002@mail.ru</u>

²Институт проблем машиноведения РАН, С.-Петербург, Россия ³СПб государственный политехнический университет, С.-Петербург, Россия ⁴СПб НИУ ИТМО, С.-Петербург, Россия ⁵Pohang University of Science and Technology, Pohang, Republic of Korea ⁶Beamline division, Pohang Accelerator Laboratory, Pohang, Republic of Korea

Источники синхротронного излучения (СИ) третьего поколения имеют малый угловой размер, что обеспечивает высокую пространственную когерентность пучка. Временную когерентность формируют кристаллы-монохроматоры. Однако исходный спектр СИ может иметь максимум и без монохроматора [1]. Таким образом, полихроматическое СИ частично когерентно и может быть использовано для регистрации рентгеновских фазово-контрастных изображений микрообъектов, например, микротрубок [1], микропор и микротрещин в монокристаллах карбида кремния (SiC) и нитрида алюминия (AlN).

В данной работе измерялись фазово-контрастные изображения и исследовались дефекты структуры в кристаллах AlN, выращенных на подложках SiC большого диаметра. AlN – это термостойкий материал, кристаллическая решетка которого идеально подходит для эпитаксиального осаждения нитридов III группы. Он прозрачен для ультрафиолетовых (УФ) лучей и используется главным образом как подложка для производства УФ светодиодов и детекторов. С одной стороны, параметры решеток AlN и SiC близки. С другой стороны, их коэффициенты термического расширения сильно отличаются друг от друга. В результате при выращивании AlN на подложке SiC слой AlN растрескивается во время остывания от температуры роста (~2000°C) до комнатной. Согласно теоретическим расчетам [2] и наблюдениям многих исследователей проблему растрескивания может решить правильный выбор толщины слоя: оно преодолимо в толстых (≥ 2 мм [2]) слоях. Однако появление трещин зависит также от микроструктуры границы раздела между AlN и SiC. Поэтому в настоящее время актуальной задачей является изучение микроструктуры двухслойной композиции AlN/SiC с разными отношениями толщин слоя AlN и подложки SiC.

Работа проводилась на образцах композиции AlN/SiC, выращенных в ФТИ РАН сублимационным сэндвич-методом [3]. Исследования микроструктуры выполнялись на источнике СИ Pohang Light Source в г. Поханге (Южная Корея).

На рис. 1 представлено фазово-контрастное изображение поперечного среза структуры AlN/SiC (образец ABT-572). Средняя толщина слоя AlN равна 1700 µm. Толщина подложки SiC перед началом роста была 960 µm. На границе раздела видны крупные поры, обусловленные, по-видимому, декомпозицией подложки. По мнению многих авторов, процесс декомпозиции SiC в парах AlN вызван дефектами структуры – микротрубками и дислокациями [4]. Наши данные подтверждают этот факт: в подложке SiC на рис. 1 можно видеть изображения микротрубок, распределенных с плотностью $\sim 2 \times 10^2$ см⁻². В структурах, не содержавших микротрубок, граница была тоньше, и переходный слой имел мелкопористую структуру. В табл. 1 собраны параметры слоев 2H-AlN (с полярностью Al), выращенных на подложках 6H-SiC (с полярностью Si) диаметром 60 мм.



Рис. 1. Рентгеновское фазово-контрастное изображение структуры 2H-AlN/6H-SiC.

№ образца	Подложка SiC	Слой AlN		
	Толщина, μт	Толщина, μт	Трещины	
1 (ABT-598)	1330	1500	Есть	
2 (ABT-692)	960	1100	Есть	
3 (ABT-572)	960	1700	Есть	
4 (ABT-707)	820	2200	Нет	

Таблица 1. Параметры структур AlN/SiC

Рассмотрим распределение остаточных упругих напряжений в модельной тонкой двухслойной пластине AlN/6H-SiC, подобной показанной на рис. 1. Предполагается, что напряжения решеточного несоответствия релаксировали уже в процессе выращивания слоя AlN, так что остаточные напряжения обусловлены разницей в коэффициентах теплового расширения слоя и подложки. Расчет проводился в предположении, что в модельной системе реализуется плоское напряженное состояние. Схема такого расчета приведена в [5]. За основу берется уравнение совместности полных (собственных и упругих) деформаций, которое в данном случае имеет решение в виде линейной функции единственной координаты *x*, направленной от границы раздела к поверхности подложки. Постоянные определяются из условий равенства нулю средних упругих напряжений и их моментов. Действуя подобным образом, получаем две ненулевые компоненты тензора упругих напряжений $\sigma_{ii}^{(k)}$:

$$\sigma_{yy}^{(k)} = \sigma_{zz}^{(k)} = C_k f \left\{ \Theta(-x) + \frac{C_2 h_2}{S_2^2 - S_1 S_3} \left[(2S_2 - S_1 h_2) x + 2S_3 - S_2 h_2 \right] \right\},$$
(1)

где k – номер слоя (k = 1 для 6H–SiC и k = 2 для AlN), $C_k = 2G_k(1 + v_k)/(1 - v_k)$, G_k – модуль сдвига, v_k – коэффициент Пуассона, $f = (\alpha_2 - \alpha_1)(T - T_r)$, α_k – коэффициент теплового расширения, T – температура роста слоя, T_r – комнатная температура, $\Theta(-x)$ – функция Хэвисайда, равная 1 при x < 0 и 0 при x > 0, $S_1 = 2(C_1h_1 + C_2h_2)$, $S_2 = C_2h_2^2 - C_1h_1^2$, $S_3 = \frac{2}{3}(C_1h_1^3 + C_2h_2^3)$.

Для упругих констант 6H–SiC и AlN примем следующие величины: $G_1 = 200 \ \Gamma \Pi a$ и $v_1 = 0.168$, $G_2 = 130 \ \Gamma \Pi a$ и $v_2 = 0.267 \ [6]$. Это дает $C_1 \approx 561.5 \ \Gamma \Pi a$ и $C_2 \approx 449.4 \ \Gamma \Pi a$. Подстановка этих значений в выражение (1) дает зависимости $\sigma_{ij}^{(k)}(x)$, показанные на рис. 2 для четырех исследованных образцов (табл. 1), в которых отношение толщин слоя и подложки составляло: $h_2/h_1 \approx 1.127$ (линия 1), 1.145 (2), 1.771 (3) и 2.683 (4). Видно, что при таких значениях отношения h_2/h_1 величина растяги-

вающих напряжений в слое AlN вблизи границы меняется незначительно: ~ $0.55C_2f$ для всех четырех образцов, что хорошо согласуется с данными расчетов [2, 7] и экспериментов [2]. При $\alpha_1 = 3.1 \cdot 10^{-6}$ K⁻¹ и $\alpha_2 = 4.2 \cdot 10^{-6}$ K⁻¹ [7], T = 2120 °C и T = 20 °C это дает примерно 571 МПа.



Рис. 2. Термоупругие напряжения в подложке SiC (x > 0) и в слое AlN (x < 0) после охлаждения до комнатной температуры при разных значениях отношения $h_2/h_1 =$ 1.127 (обр. 1), 1.145 (2), 1.771 (3) и 2.683 (4).

Полученная оценка намного превышает лучшие показатели [8-10] прочности керамических образцов AlN при растяжении (266 МПа) и изгибе (426 МПа), так что растрескивание слоев AlN в трех из четырех изученных образцов представляется совершенно естественным. Сравнение с керамикой объясняется отсутствием соответствующих данных для монокристаллического AlN [2]. Отсутствие трещин в образце № 4 (см. табл. 1) очевидно связано с необычно высоким структурным совершенством областей, прилегающий к границе с подложкой, что выгодно отличает этот образец от остальных, для которых типична высокая концентрация пор (рис. 1).

Таким образом, рентгеновский фазовый контраст является эффективным методом исследования микроструктуры кристаллов, позволяющим выявлять поры, трещины, микротрубки и проводить анализ дефектообразования.

Список литературы

- 1. V.G. Kohn, T.S. Argunova, J.H. Je, AIP Advances 3 122109 (2013).
- 2. L. Liu, B. Liu, J.H. Edgar, S. Rajasingam, M. Kuball, J. Appl. Phys. 92 5183 (2002).
- 3. E.N. Mokhov, A.V. Avdeev, I.S. Barash, et. al., J. Cryst. Growth 281 93 (2005).
- 4. R.R. Sumathi, R.U. Barz, A.M. Gigler, et. al., Phys. Stat. Sol. (a) 209 415 (2012).
- 5. Ю.А.Тхорик, Л.С.Хазан. Пластическая деформация и дислокации несоответствия в гетероэпитаксиальных системах. Киев, Наукова думка, 1983, 304 с.
- 6. L.E. McNeil, M. Grimsditch, R.H. French. J. Am. Ceram. Soc. 76 1132 (1993).
- 7. M. Miyanaga, N. Mizuhara, S. Fujiwara, et al., J. Cryst. Growth 300 45 (2007).
- 8. H.A. Toutanji, D. Friel, T. El-Korchi, et al., J. Eur. Ceram. Soc. 15 425 (1995).
- 9. J.F. Shackelford, W. Alexander, Material Science and Engineering Handbook, 3rd ed., Chemical Rubber Corp., Boca Raton, FL, 2001, p. 808.
- 10. D. De Faoite, D.J. Browne, F.R. Chang-Díaz, K.T. Stanton, J. Mater. Sci. 47 4211 (2012).

РЕАКЦИОННО-КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ УМЕНЬШЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПРОНИКАЮЩИХ ДИСЛОКАЦИЙ В ПОРИСТОМ СЛОЕ GaN

Артемьев Д.М.¹, Орлова Т.С.^{1,2}, Бугров В.Е.¹, Одноблюдов М.А.¹, Романов А.Е.^{1,2}

¹НИУ ИТМО, Санкт-Петербург, Россия ²Физико-технический институт им. Иоффе РАН, Санкт- Петербург, Россия <u>dmitry.artemiev@niuitmo.ru</u>

Введение

Полупроводниковые гетероструктуры на основе GaN, получаемые методом эпитаксии, находят широкое применение в электронных и оптоэлектронных приборах. В промышленных масштабах слои GaN выращивают на подложках с несоответствием по параметрам кристаллической решетки, которое является причиной появления механических напряжений, релаксирующих в основном через образование дислокаций несоответствия, часть из которых проникает в растущий слой, превращаясь в проникающие дислокации (ПД). ПД негативно влияют на проводящие и оптоэлектронные свойства гетероструктур, полученных на основе нитридов III группы [1], поэтому уменьшение их плотности является важной научной и технологической задачей. Эффективным способом уменьшения плотности ПД является формирование промежуточного пористого слоя GaN с последующим заращиванием. Экспериментально было показано, что использование пористых подложек приводит к значительному снижению плотности ПД в растущем слое GaN [2, 3], тем не менее, на данный момент отсутствует понимание влияния пористости на изменение плотности ПД.

Целью данного исследования является математическое моделирование изменения плотности ПД в растущем пористом слое GaN на основе реакционнокинетической модели [4].

Описание модели

В материале GaN ориентации (0001) имеется пористый слой с проникающими краевыми дислокациями. Для простоты геометрического описания модели предполагается, что пористый слой представляет собой массив правильных гексаэдров, в вершинах которых находятся центры пор сферической формы, что позволяет охарактеризовать слой тремя параметрами: ω – объемная концентрация пор, D – средний диаметр пор, ρ_0 – начальная плотность ПД. Предполагается, что дислокации распределены однородно по объему материала.

На основе вышеописанной геометрии пористого слоя можно записать следующие выражения для объемной пористости ω и среднего расстояния между соседними порами (*L*):

$$\omega = \frac{V_p}{V} = \frac{4/3\pi D^3/8}{\left(L+D\right)^3};$$
(1)

$$L = \left(\sqrt[3]{\frac{\pi}{6\omega}} - 1\right) D \quad , \tag{2}$$

где V_{pores} – объем пор, V – суммарный объем материала с порами.

Суммарную плотность ПД разделим на три составляющие: ρ_1 – плотность вертикальных ПД, не попавших в пору и не отклонившихся от вертикального направления вследствие воздействия пор, ρ_2 – плотность вертикальных ПД, не попавших в

пору, но отклонившихся от вертикального направления на угол $\overline{\theta}$ вследствие воздействия пор и ρ_3 – плотность попавших в пору ПД. В качестве эволюционной переменной используется текущая толщина пористого слоя *h*.

Ниже описаны возможные реакции между дислокациями в рамках рассматриваемой модели.

Плотность ρ_1 меняется вследствие следующих причин:

1) отклонение ПД в результате влияния пор; результирующая скорость уменьшения ρ_1 равна $K_1\rho_1$, что соответствует также скорости увеличения плотности ρ_2 ;

2) попадание в вышележащие поры, приводящее к уменьшению ρ_1 и увеличению ρ_3 с одинаковой скоростью $K_2\rho_1$;

3) реакции между наклонными дислокациями, приводящие к уменьшению ρ_1 и ρ_2 с одинаковой скоростью $K_3\rho_1\rho_2$;

4) выход вертикальных ПД из пор, приводящий к увеличению ρ_1 и уменьшению ρ_3 с одинаковой скоростью $K_4\rho_3$.

В дополнение к 1) и 3), плотность ρ_2 меняется вследствие следующих причин:

5) попадание наклонных ПД в поры, приводящее к уменьшению ρ_2 и увеличению ρ_3 с одинаковой скоростью $K_5\rho_2$;

6) реакции между наклонными дислокациями, приводящие к уменьшению ρ_2 со скоростью $K_6 \rho_2^2$;

7) выход наклонных дислокаций из пор, приводящий к увеличению ρ_2 и уменьшению ρ_3 с одинаковой скоростью $K_7 \rho_3$.

Плотность р₃меняется вследствие 2), 4), 5) и 7) и дополнительно из-за возможной причины:

8) реакции между ПД внутри пор, приводящие к уменьшению ρ_3 со скоростью $K_8 \rho_3^2$.

Коэффициенты $K_1 - K_8$, описывающие вышеупомянутые процессы, за счет которых изменяются плотности ρ_1 , ρ_2 и ρ_3 , выбирались из физических и геометрических соображений, а также на основе предшествующих исследований.

На основе вышеуказанных соображений можно записать уравнения кинетических реакций ПД в пористом слое GaN в следующем виде:

$$\frac{d\rho_1}{dh} = -K_1\rho_1 - K_2\rho_1 - K_3\rho_1\rho_2 + K_4\rho_3$$

$$\frac{d\rho_2}{dh} = K_1\rho_1 - K_5\rho_2 - K_6\rho_2^2 - K_3\rho_1\rho_2 + K_7\rho_3$$

$$\frac{d\rho_3}{dh} = K_2\rho_1 + K_5\rho_2 - K_8\rho_3^2 - K_7\rho_3 - K_4\rho_3$$
(3)

В качестве оцениваемой величины была выбрана результирующая плотность ПД после прохождения пористого слоя: $\rho_{\Sigma} = \rho_1 + \rho_2 + \rho_3$.

Результаты расчетов

С помощью программного пакета Wolfram Matematica было проведено параметрическое исследование изменения плотности ПД в пористом слое GaN, описываемое системой уравнений (3). На Рис. 1 показаны полученные графики изменения результирующей плотности ПД с толщиной слоя для начальных плотностей ПД $\rho_0 = 10^9 \text{ см}^{-2}$, $\rho_0 = 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и для трех вариантов пористости $\omega = 0, 1-0, 5$.



Рис.1. Изменение результирующей плотности ПД с толщиной слоя для трех вариантов пористости ω = 0.1, 0.25 и 0.5

Полученные на рис. 1 зависимости демонстрируют, что рассмотренная модель удовлетворяет предельному случаю очень толстого пористого слоя: $\rho_{\Sigma}(h) \rightarrow 0$ при h $\rightarrow +\infty$. Кроме того, видно, что чем выше начальная плотность проникающих дислокаций, тем больше скорость снижения их плотности с увеличением толщины растущего слоя, что может быть обусловлено тем, что при большей исходной плотности дислокаций увеличивается вероятность для них встретиться друг с другом, а также с порами. Скорость уменьшения плотности дислокаций также зависит от величины объемной пористости: чем выше пористость, тем быстрее уменьшается плотность ПД.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 12-08-00397-а).

Список литературы

- 1. S. E. Bennett, Materials Science and Technology, 26, 9, (2010).
- Y. D. Wang, K. Y. Zang, S. J. Chua, S. Tripathy, C. G. Fonstad, and P. Chen, 87, 251915, (2005).
- 3. H. Hartono, C. B. Soh, S. Y. Chow, S. J. Chua, and E. A. Fitzgerald, Applied Physics Letters, **90**, 17191, (2007).
- 4. A.E. Romanov, W. Pompe, G.E. Beltz, and J.S. Speck, Applied Physics Letters, vol. 69, No 22, pp. 3342-3344, (1996).

ОЦЕНКА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЗАТРАТ ПРИ ЦИКЛИЧЕСКИХ НАГРУЖЕНИЯХ

Арутюнян А.Р.

Санкт-Петербургский государственный университет, Россия Robert.Arutyunyan@paloma.spbu.ru

Предложен нелинейный закон суммирования повреждений, выраженный в терминах относительных величин энергетических затрат. Для проверки этого закона выполнены опыты над образцами, изготовленными из полиметилметакрилата и из алюминиевого сплава Д16 при различных значениях скоростей нагружения и частотах циклических нагружений. Как следует из опытов наблюдается значительное отклонение от линейного закона суммирования повреждений и энергозатраты зависят от чередования уровней скоростей нагружения и частот при циклических нагружениях. Из полученных экспериментальных результатов следует, что затраты энергии при разрушении зависит от режимов нагружения и их следует учитывать при проектировании и эксплуатации различного оборудования для обработки и измельчения твердых материалов.

Для оценки оптимальных затрат энергии на разрушение сравниваются энергетические затраты при различных программах статических и циклических нагружений. Энергетические затраты определяются в соответствии с законом суммирования повреждений, выраженных в относительных величинах энергии [1]. Если сумма относительных значений энергетических затрат меньше еденицы, то потребление энергии на разрушение считается оптимальным.

Понятие повреждений и линейные законы суммирования повреждений [2–5] были рассмотрены вначале прошлого века применительно к усталостному разрушению Пальмгреном (1924) и разрушению при ползучести Робинсоном (1938) и Бейли (1935). Подобным образом могут быть сформулированы законы суммирования повреждений при различных программах статических и циклических нагружений. В этих случаях нелинейный закон суммирования повреждений может быть выражен в виде

$$\left(\frac{W_1}{W_{1R}}\right)^m + \left(\frac{W_2}{W_{2R}}\right)^m = a, \qquad (1)$$

где a, m – постоянные, W_1, W_2 – текущие величины энергетических затрат при чередовании двух уровней скоростей нагружения V_1 и V_2 или двух значений частот циклических нагружений f_1, f_2, W_{1R}, W_{2R} – соответствующие величины относительных затрат энергии при непрерывных нагружениях (опыты выплнялись при $V_1 = \text{мм/мин}, V_2 = \text{мм/мин}$ и $f_1 = 10\Gamma$ ц, $f_2 100\Gamma$ ц).

Экспериментальные оценки закона суммирования повреждений были выполнены в опытах над образцами из полиметилметакрилата и алюминиевого сплава для двух уровней скоростей нагружения и для двух уровней частот циклического нагружения. Эксперименты проводились при комнатной температуре для плоских образцов. Типичные кривые напряжения–деформация, полученные в опытах над образцами из полиметилметакрилата при скоростях нагружения $V_1 = 1$ мм/мин. (кривая 1) и $V_2 = 8$ мм/мин. (кривая 2) показаны на рис. 1.



Рис. 1. Кривые напряжение-деформация для двух уровней скоростей нагружения $V_1 = 1$ мм/мин. (кривая 1) и $V_2 = 8$ мм/мин. (кривая 2).

На рис. 2 представлены результаты опытов над 22 образцами из полиметилметакрилата в координатах относительных затрат энергии при чередовании двух уровней скоростей нагружения $V_1 = 1$ мм/мин. и $V_2 = 8$ мм/мин. Кружочками отмечены опытные точки, соответствующие случаю, когда начальное нагружение выполнено со скоростью V_1 , крестиками отмечены опытные точки для начального нагружения со скоростью V_2 .



Рис. 2. Накопление повреждений по относительным величинам энергетических затрат при чередовании двух уровней скоростей нагружения $V_1 = 1$ мм/мин. и $V_2 = 8$ мм/мин.

• – первое нагружение со скоростью V_1 , + – первое нагружение со скоростью V_2 .

Аналогичные расчеты по результатам опытов на чередование двух уровней частот циклических нагружений $f_1=10\Gamma$ ц, $f_2 100\Gamma$ ц, выполненных на образцах из алюминиевого сплава, показывают, что затраты энергии на разрушения минимальны, когда начальное нагружение осуществляется при частоте $f_1=10\Gamma$ ц.

Выводы

Предложен закон нелинейного суммирования повреждений, выраженный в относительных величинах энергетических затрат.

Для оценки оптимальных затрат энергии на разрушение были выполнены опыты на черодование двух уровней скоростей нагружения V_1 , V_2 и двух значений частоты циклических нагружений f_1 , f_2 . Показано, что затраты энергии на разрушение минимальны, когда скорость начального нагружения равна $V_1 = 1$ мм/мин. В случае циклических нагружений затраты энергии минимальны, в случае когда частота нагружения равна $f_1 = 10\Gamma$ ц.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проект N 12-01-31257).

Список литературы

- R.A. Arutyunyan. Optimization of Energy Consumption for Destruction of Solids // Doklady Physics. 2010. Vol. 55. N 9. P. 465–467.
- 2. Palmgren A. The fatigue life of ball-bearings // Zeitschrift. VDI. 1924. Vol. 68. P. 339-341.
- Robinson E.L. Effect of temperature variation on the long rupture strength of steels // Trans. ASME. 1952. Vol. 74. N 5. P. 777-781.
- 4. Baily R.W. The utilization of creep test data in engineering design // The institution of mechanical engineers. Proceedings. 1935. Vol. 131. P. 131-269.
- Miner M.A. Cumulative damage in fatigue // Journal of Applied Mech. ASME. 1945. Vol. 12. N 9. P. 159-164.

ПЛАНИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ДИНАМИЧЕСКОМУ НАГРУЖЕНИЮ АЛЮМИНИЕВЫХ КОЛЕЦ МАГНИТНО-ИМПУЛЬСНЫМ МЕТОДОМ

Атрошенко С.А., Грибанов Д.А.

Санкт-Петербургский государственный экономический университет <u>denisgrib1963@yandex.ru</u>

Высокие требования надежности и долговечности предъявляют к материалам элементов конструкций в виде труб, работающих в условиях возникновения динамических нагрузок. Возникающие в связи с этим задачи определения и оценки истинных параметров разрушения, а также изучение закономерностей изменения физико-механических свойств и структуры материалов в данных условиях возможно решить с помощью проведения исследований кольцевых образцов металлических материалов в условиях высокоскоростного нагружения магнитно-импульсным методом в сочетании с теорией планирования эксперимента. Это позволяет смоделировать дорогостоящие натурные испытания, сократить до необходимого минимума число экспериментов, финансовые и временные затраты, что является актуальным. Целью научной работы являлось определение оптимальных технологических режимов динамического нагружения алюминиевых образцов в виде колец, необходимых для работы деталей в данных условиях без потери прочностных характеристик материала.

Методика магнитно-импульсного нагружения кольцевых образцов подробно описана в работах [1, 2].

Металлографические исследования

Исследование поверхностей разрушения алюминиевых образцов после испытаний осуществлялось на оптическом микроскопе Axio-Observer-Z1-M в темном поле. Количество вязкой составляющей в изломе (*B*, %) определялось по формуле, приведённой в ГОСТ 30456-97 [3]. Площадь хрупкой составляющей определялась измерением площади хрупкого излома по фотографии.

Микротвердость определялась на микротвердомере SHIMADZU серии HMV-G по методу восстановленного отпечатка четырехгранной алмазной пирамиды с углом 136° между гранями и квадратным основанием (по методу Виккерса).

Методика планирования эксперимента

Планирование эксперимента представляет собой процедуру выбора числа и условий проведения опытов, необходимых и достаточных для эффективного решения поставленной задачи с требуемой точностью.

При планировании в соответствии с методикой [4], был реализован полный двухфакторный эксперимент. Параметром оптимизации являлось время до разрушения алюминиевого образца, факторами оптимизации были выбраны длительность импульса и площадь поперечного сечения образца. Исходные данные для планирования эксперимента приведены в таблице 1.

N⁰	Длительность	Площадь поперечного	Время до
п/п	импульса Т, мкс	сечения <i>S</i> , мм	разрушения <i>t</i> , мкс
1	7,5	0,12	13,4
2	7,5	0,15	13,4
3	1,0	0,042	2,65
4	1,0	0,023	4,17

Таблица 1. Исходные данные для планирования эксперимента

В выбранной линейной модели, для построения аппроксимирующей функции (1),

$$y = f(x_1, x_2, \dots x_k) \tag{1}$$

(где y – критерий оптимизации, величина которого контролируется в ходе эксперимента; $x_1, x_2, \ldots x_k$ – факторы, которые решено варьировать при проведении эксперимента), которая строится в виде полинома (2),

$$y = b_0 + b_1 x_1 + b_2 x_2 \tag{2}$$

(где b_0 , b_1 , b_2 – коэффициенты регрессии функции отклика) определены основной уровень x_o по формуле (3) и интервал варьирования I по формуле (4) управляющего параметра x_i .

$$x_0 = \frac{x_{\max} + x_{\min}}{2} \tag{3}$$

где x_{\min} – нижний уровень фактора; x_{\max} – верхний уровень фактора;

$$I = \frac{x_{\max} - x_{\min}}{2} \tag{4}$$

Для упрощения планирования эксперимента, кодирование реальных (натуральных) уровней x_i значений факторов проведено с помощью следующего преобразования (5):

$$x_j = \frac{x_i - x_0}{I_j} , \qquad (5)$$

где x_i – натуральное значение фактора; I_j – интервал варьирования; x_0 – основной уровень; x_j – кодированное значение.

В результате x_j принимает значения на границах $x_j = \pm 1$, на основном уровне $x_j = 0$.

В таблице 2 приведены значения факторов оптимизации для проведенных экс-периментов.

Фактори I	Длительность	Площадь поперечного	
Факторы	импульса Т, мкс	сечения S, мм	
Код	x_1	x_2	
Основной уровень (<i>x</i> _o)	4,25	0,0865	
Интервал варьирования (I_j)	3,25	0,0635	
Верхний уровень (<i>X</i> _{max})	7,5	0,15	
Нижний уровень (x_{nin})	1,0	0,023	

Таблица 2. Условия проведения опытов

В таблице 3 приведена матрица планирования экспериментов.

Номер опыта		Факторы (х _j)	Время до разрушения <i>t</i> , мкс	
	x_0	x_1	x_2	У
1	+1	+1	+0,53	13,4
2	+1	+1	+1	13,4
3	+1	-1	-0,70	2,65
4	+1	-1	-1	4,17

Таблица 3. Матрица планирования экспериментов

Коэффициенты регрессии функции отклика рассчитаны по формуле (6).

$$b_i = \frac{\sum_{u=1}^{N} x_j y_u}{N},\tag{6}$$

где y_u – параметр состояния в и-том опыте; N – общее число опытов.

$$b_{0} = \frac{(+1) \cdot 13, 4 + (+1) \cdot 13, 4 + (+1) \cdot 2, 65 + (+1) \cdot 4, 17}{4} = 8,405$$

$$b_{1} = \frac{(+1) \cdot 13, 4 + (+1) \cdot 13, 4 + (-1) \cdot 2, 65 + (-1) \cdot 4, 17}{4} = 4,995$$

$$b_{2} = \frac{(+0,53) \cdot 13, 4 + (+1) \cdot 13, 4 + (-0,70) \cdot 2, 65 + (-1) \cdot 4, 17}{4} = 3,619$$

105

Уравнение регрессии, рассчитанное по формуле (2), имеет следующий вид.

$$y = 8,405 + 4,995x_1 + 3,619x_2$$

Таким образом, достижение максимальных значений времени до разрушения алюминиевого образца возможно при приближении значений факторов к верхнему уровню выбранного интервала варьирования.

По результатам проведенного планирования эксперимента можно сделать следующие выводы:

 значения времени до разрушения алюминиевого образца возрастают при повышении длительности импульса и увеличении площади поперечного сечения образца в выбранных интервалах варьирования;

- сопоставление коэффициентов регрессии при соответствующих факторах показывает, что наибольшее влияние в проведенных экспериментах имеет длительность импульса.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №13-01-00335.

Список литературы

- 1. Морозов В.А., Петров Ю.В., Лукин А.А., Кац В.М., Удовик А. Г., Атрошенко С.А, Грибанов Д.А., Федоровский Г.Д. Исследование прочности металлических колец при ударном воздействии магнитно-импульсным методом. // ЖТФ. 2011. т. 81, вып. 6. С. 51.
- Morozov V.A., Petrov Y.V., Lukin A.A., Kats V.M., Atroshenko S.A., Fedorovskii G.D., Gribanov D.A., Zaichenko O.K. Fracture of Metallic Ring Samples under static and dynamic loading. Proceedings of 13th International Conference on Fracture (ICF13) Beijing, China, 2013.
- 3. ГОСТ 30456-97 Металлопродукция. Прокат листовой и трубы стальные. Методы испытания на ударный изгиб.
- Новик Ф. С. Металловедение цветных редких и радиоактивных металлов. Раздел: Математические методы планирования экспериментов в металловедении. Курс лекций. Учеб пособие. – М.: МИСИС, 1976. – 130 с.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ СКОРОСТИ ДЕФОРМАЦИИ НА ФРОНТЕ ВОЛНЫ СЖАТИЯ В ВОДЕ ОТ ЕЕ АМПЛИТУДЫ

Банникова И.А.¹, Уваров С.В.², Наймарк О.Б.³

Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Россия ¹malgacheva@icmm.ru, ²usv@icmm.ru, ³naimark@icmm.ru

Дистиллированная вода нагружалась ударной волной, инициированной взрывом проводника [1]. Оптоволоконной системой VISAR Martin Froeschner & Associates Optoelectronics FDVI Mark IV-3000 [2] и цифровым осциллографом Tektronix DPO 7254 Digital Phosphor Oscilloscope FD регистрировались профили скорости на расстоянии X_i от места возникновения взрыва так, как показано на рисунке 1-А. Для обработки сигналов, полученных с VISAR, использовалась методика, описанная в [1, 2], где сигналы с осциллографа расшифровывались программой, написанной на языке Matlab. Лазерный луч доставлялся в воду с помощью оптоволокна (видимое пятно лазерного луча – 0,2 мм). Измерительный зонд, надеваемый на конец оптоволокна, представлял собой трубку из ПВХ диаметром 10 мм с помещён-

ной внутрь собирающей линзой. На открытый конец трубки натягивалась металлизированная плёнка из полиэтилентерефталата или неметаллизированная полиэтиленовая (зеркало на рис.1-А, толщина 0,01 мм, диаметр 8 мм). Скорость волны сжатия зависела от вложенной энергии взрыва ($W_C = 11 \div 56 \text{ Дж}$) и от расстояния X_i . В настоящей работе, обрабатывая сигналы с четырехканального VISAR, получали профили. Пример одного из них показан на рис. 1-Б. Анализируя полученные профили с сигналом, обнаружили, что первый всплеск (рис. 1-Б, *a*) в профилях имеет отношение к электромагнитным процессам, проходящим в установке во время разряда. Вторая часть сигнала (рис. 1-Б, *b*) связана с выходом волны сжатия на поверхность пленки и появлялась через время Δt после первого. Полученное время Δt линейным образом зависело от расстояния *X*, обратная величина тангенса угла наклона прямой $\Delta t(X)$, а именно скорость волны сжатия, оказалась близка к значению скорости звука в воде $c^* \sim 1470$ м/с с относительной погрешностью 9%.



Рис. 1. А – Схема эксперимента по измерению скорости системой VISAR. Б – Профиль, зарегистрированный системой VISAR, X = 25 мм, $W_C = 28$ Дж

Профили скорости свободной поверхности, полученные в настоящей работе (рис. 2-Б) по форме оказались схожи с теми, которые представлены в работах [3,4]. По профилям скорости находились значения откольной прочности P_{S_s} используя формулу $P_S = 0.5 \rho c_0 \left(v_{max} - v_{min} \right)_{bc}$. Скорость деформации $\dot{\varepsilon}$ на разгрузочной части им-
пульса находилась как $\dot{\varepsilon} = \left(\frac{dv}{dt}\right)_{bc} \frac{1}{2c_0}$. Прослеживается зависимость между P_S и значениями скорости деформации $\dot{\varepsilon}$ (рис. 2-Б, b-с) вида $P_S \sim \dot{\varepsilon}^{\alpha}$, где α для наших экспериментов была порядка 0,48. Сопоставляя наши результаты с приведенными данными в работе [4], α принимало значение 0,35.

Амплитуда импульса сжатия P_0 определялась по максимуму в профиле скорости по формуле $P_0 = 0,5\rho c_0 v_{\text{max}}$. На участке а-b (рис. 2-Б) вычислялась скорость деформации $\dot{\epsilon}^*$, зависимость ее от амплитуды импульса сжатия P_0 имела вид $\dot{\epsilon}^* \sim P_0^{3,2}$. Подобный степенной закон был получен ранее для твердых тел в работах [5–7].



Рис. 2. А – Профили скорости свободной поверхности: 1 – X = 8 мм (28 Дж); 2 – X = 14 мм (28 Дж); 3 – X = 25 мм (28 Дж). Б – Скорость деформации на фронте волны сжатия, координаты логарифмические

Наличие степенной зависимости вида $\dot{\varepsilon}^* \sim P_0^{3,2}$ позволяет ввести безразмерные координаты для скорости и времени: $v^* = v/v_{max}$ и $t^* = t / \Delta t$, где $\Delta t \sim v_{max}^{\beta}$. Сопоставление профилей в безразмерных координатах показывает автомодельность фронта волны сжатия (рис. 3-Б).



Рис. 3. А – Профили свободной поверхности на расстояниях Х: 1 – 18 мм; 2 – 23 мм; 3 – 25 мм. Б – Профили свободной поверхности, построенные в безразмерных координатах:

$$v^* = v / v_{\text{max}}$$
 и $t^* = t / \Delta t$, где $\Delta t \sim v_{\text{max}}^{\text{p}}$

Работа выполнена при поддержке программ РФФИ №13-08-96025 р_урал_а, №14-01-00842-А и №14-01-96012 р_урал_а.

Список литературы

- Банникова И.А., Наймарк О.Б., Уваров С.В. Разработка методики по исследованию релаксационных свойств жидкостей с использованием электровзрывной установки // Труды международной конференции XV Харитоновские тематические научные чтения 18-22 Марта, Саров, 2013г. – С.745-754 (в печати).
- 2. Банников М.В., Баяндин Ю.В., Ляпунова Е.А., Уваров С.В. Наймарк О.Б., Использование системы высокого разрешения VISAR для регистрации быстропротекающих процессов на ударно-волновых фронтах // Вестник Тамбовского Университета, 2010. Т.15, №3. С.1014-1015.
- 3. Уткин А.В. Влияние кинетики разрушения материалов на амплитуду откольного импульса // ПМТФ, 2011. – Т.52, №1. – С.185-193.
- Богач А.А., Уткин А.В. Прочность воды при импульсном растяжении // ПМТФ, 2000. Т.41, №4. – С.198-205.
- 5. Swegle J.W., Grady D.E. Shock viscosity and the prediction of shock wave rise times // Журнал технической физики, 1985. – Т.58, №2. – С.692-701.
- Баяндин Ю.В., Наймарк О.Б. Экспериментальное и теоретическое исследование автомодельной структуры пластического фронта ударных волн в конденсированных средах // Физическая мезомеханика, Томск, 2004. - Т.7. - Спец. вып., Ч. I. – С.305-308.
- Баяндин Ю.В., Леонтьев В.А., Михайлов Е.В., Савиных А.С., Скакун С.Н. Экспериментальное исследование волновых фронтов и структурного скейлинга в меди после ударно-волнового нагружения // Физическая мезомеханика, Томск, 2004. Т.7, №2. С.59-63.

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ДЕФОРМАЦИИ В НЕМЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ – ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ И ГОРНЫХ ПОРОДАХ

Баранникова С.А.¹, Надежкин М.В.^{1,2}, Зуев Л.Б.¹

¹ Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, г. Томск, Россия ² Томский политехнический университет, г. Томск, Россия bsa@ispms.tsc.ru

В продолжение исследований локализации пластической деформации, проведенных на ГЦК, ОЦК, ГПУ моно- и поликристаллических металлах и сплавах [1–3], актуальным вопросом является исследование деформационных процессов в неметаллических материалах. В данной работе предпринимается попытка распространить автоволновые представления о локализации деформации в металлических материалах на неметаллы - щелочно-галоидные кристаллы (ЩГК) и горные породы. Ранее было установлено, что на всем протяжении деформирования от предела текучести до самого разрушения образец разбивается на локальные зоны пластического деформирования, при этом остальные объемы не деформируются, а тип поведения данных зон локализации, в рамках автоволновых представлений о пластическом течении, подчиняется экспериментально установленному правилу соответствия [1].

Для проведения экспериментов на ЩГК были выбраны ионные кристаллы NaCl, KCl и LiF, выращенные методом Киропулоса [4]. Образцы размерами 25×12×10 мм изготавливались выкалыванием из монокристаллических буль по плоскостям спайности. Механические испытания на сжатие проводились вдоль оси [001] на универсальной испытательной машине «Instron-1185» при комнатной температуре со скоростью деформирования 1.6·10⁻⁶ м/с.

Для наблюдения за кинетикой зон локализации деформации использовался метод двухэкспозиционной спекл-фотографии [5], позволяющий восстанавливать поля векторов перемещений r(x, y) на рабочей грани образца в процессе нагружения, освещенной лазером, и затем, путем численного дифференцирования, рассчитать компоненты тензора пластической дисторсии $\beta_{ii} = \nabla r(x, y)$.

В результате экспериментов было установлено, что, подобно металлическим материалам, в процессе деформации в образцах ЩГК выявляются деформируемые зоны (локализации деформации) и зоны, в которых в данный момент времени деформация отсутствует (рис.1.). По кривым нагружения была установлена стадийность пластического течения исследуемых кристаллов. Из [6] известно, что в отличие от металлических материалов при деформировании в ЩГК выделяют четыре линейных стадии упрочнения с постоянными коэффициентами деформационного упрочнения $\theta_i = d\sigma/d\varepsilon$, зависящими от количества действующих одновременно систем скольжения.

Анализ картин локализации деформации позволил сопоставить распределения локальных деформаций со стадийностью деформационной кривой ЩГК и определить параметры локализованного пластического течения, которые характеризуются длиной λ и скоростью распространения автоволн V_{aw} в материале:

• при сжатии кристаллов NaCl было выделено три стадии линейного деформационного упрочнения: 1 – протяженностью $\varepsilon_1 = 0.2-2\%$, на которой одиночный очаг локализации деформации двигался со скоростью $V_{aw} = 2.8 \cdot 10^{-5}$ м/с; 2 – протяженностью $\varepsilon_2 = 2-5.5\%$, где было выявлено движение четырех зон локализации деформации со скоростью $V_{aw} = 7.7 \cdot 10^{-5}$ м/с; 3 – протяженностью $\varepsilon_3 = 5.5-9\%$, на которой была зафиксирована система из трех стационарных очагов локализации с длиной автоволны $\lambda = 4\pm 1$ мм;

• при сжатии кристаллов KCl было выделено две стадии линейного деформационного упрочнения: 1 – протяженностью $\varepsilon_1 = 0.2-1\%$, на которой два очага локализации деформации двигались со скоростью $V_{aw} = 6.0 \cdot 10^{-5}$ м/с; 2 – протяженностью $\varepsilon_2 = 5-18.5$, на которой было зафиксировано перемещение трех очагов со скоростью $V_{aw} = 4.5 \cdot 10^{-5}$ м/с, длина автоволны составила $\lambda = 4\pm 1$ мм;

• при сжатии кристаллов LiF было выявлено три стадии деформационного упрочнения: 1 – протяженностью $\varepsilon_1 = 0.2-0.8\%$, на которой было отмечено перемещение одиночной зоны локализованной деформации; 2 – протяженностью $\varepsilon_2 = 0.8-2.6\%$, на которой происходит зарождение второй зоны локализации и совместное движение с зоной 1 со скоростью $V_{aw} = 8.5 \cdot 10^{-5}$ м/с; 3 – протяженностью $\varepsilon_3 = 2.6-4\%$, на которой наблюдается стационарная картина из четырех зон локализации деформации с длиной автоволны $\lambda = 5 \pm 1$ мм.



Рис. 1. Распределения локальных деформаций $\varepsilon_{xx}(x, y)$ в образце NaCl на стадии I при $\varepsilon_{tot} = 3.7 \%$

Дальнейшие исследования локализации деформации при сжатии были выполнены на образцах горных пород – сильвинита (представляющего собой агломерат ГЦК-кристаллов с ионным типом связи NaCl+KCl), с характерным размером кристаллитов 1–4 мм; мрамора (CaCO₃) и песчаника (SiO₂), размеры кристаллитов которых составляли 0.1–1 мм. Выбор данных материалов был обусловлен различным механизмом деформации. Так сильвинит деформируется дислокационным скольжением, мрамор двойникованием, а деформирование песчаника обусловлено процессами на границах зерен [7]. Размеры образцов, как и для ЩГК, составляли $25 \times 12 \times 10$ мм. Механические испытания горных пород были выполнены на универсальной испытательной машине «Instron-1185» при комнатной температуре с варьированием скорости деформирования в диапазоне от $1.6 \cdot 10^{-6}$ до $1.6 \cdot 10^{-4}$ м/с.

Нагружение сжатием образцов горных пород до разрушения ($\varepsilon_{tot} \approx 1.5-3\%$) сопровождается периодическим появлением трещин, соответствующих скачкообразному характеру деформационных кривых. Однако в процессе непродолжительной пластической деформации была выявлена макроскопическая фрагментация деформируемого образца, причем границы данных фрагментов оказываются подвижными в процессе нагружения (рис.2.). Для работы в широком диапазоне скоростей нагружения и малых пластических деформаций был использован метод съемки цифровых спеклов [8], позволяющий наблюдать распределение локальных деформаций на поверхности нагружаемого тела в реальном времени.



Рис. 2. Движение зон локализации деформации в образце мрамора *a*) $\varepsilon_{tot} = 1.8 \%$, *б*) $\varepsilon_{tot} = 2.8 \%$

В ходе экспериментов были измерены параметры локализации необратимых деформаций квазипластичных горных пород:

• для сильвинита — скорость движения очагов локализации деформации $V_{aw}=2.8\cdot10^{-5}$ м/с, длина автоволны $\lambda=10\pm1$ мм;

• для мрамора – скорость движения очагов локализации деформации V_{aw} =4.2·10⁻⁵ м/с;

• для песчаника – скорость движения очагов локализации деформации $V_{aw}=3\cdot10^{-5}$ м/с.

Полученные экспериментальные данные приведены для скорости испытания 1.6·10⁻⁶ м/с. Для более высоких скоростей деформирования обнаружена линейная корреляция между скоростью движения очагов локализации и скоростью движения подвижного захвата машины. Следует отметить, что скорости движения очагов локализации деформации в образцах горных пород по порядку величины соответствуют наблюдаемым в горных массивах "медленным движениям", источником энергии для которых является очаг землетрясения [9].

Таким образом, экспериментально удалось установить общий характер автоволного процесса пластического течения со скоростями $V_{aw}=10^{-5}-10^{-4}$ м/с и длиной волны порядка $\lambda=1-10$ мм в металлических материалах с неметаллическими материалами, на примере ЩГК и горных пород.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований по проекту № 14-08-31608.

Список литературы

- 1. Зуев Л.Б., Данилов В.И., Баранникова С.А. Физика макро-локализации пластического течения. Новосибирск: Наука, 2008. 327 с.
- 2. Zuev L.B. // Ann. Phys. 2001. V. 10. N 11-12. P. 965-984.
- 3. Zuev L.B. // Ann. Phys. 2007. V. 16. N 4. P. 286–310.
- 4. Лодиз Р., Паркер Р. Рост монокристаллов. М.: Мир, 1974. 540 с.
- 5. Zuev L.B., Grobatenko V.V., Polyakov S.N. // Proc. SPIE The International Society for Optical Engineering. 2002. V. 4900. Part 2. P. 1197–1208.
- 6. Бенгус В.З., Комник С.Н., Левченко В.А. О природе стадийности деформационного упрочнения щелочно-галоидных кристаллов // Физика конденсированного состояния. 1969. № 5. С. 152–167.
- 7. Земля. Введение в общую геологию: В 2 т. М.: Мир, 1974.
- 8. Zuev L. B., Gorbatenko V. V., Pavlichev K. V. Elaboration of speckle photography techniques for plastic flow analyses // Measur. Sci. Technol. 2010. V. 21, N 5. P. 054014–054019.
- 9. Ивлев Д.Д., Максимова Л.А., Непершин Р.И и др.. Предельное состояние деформированных тел и горных пород.–М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. – 832 с.

ИЗМЕНЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ УПРОЧНЕНИЯ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ В УСЛОВИЯХ ГОРЯЧЕЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Барахтин Б.К., Барахтина Н.Н., Смирнова М.А., Осокин Е.П.

ФГУП «ЦНИИ КМ «Прометей», С.-Петербург, Россия mail@crism.ru

Благодаря хорошему сочетанию прочностных и коррозионных свойств, удовлетворительному сопротивлению развитию трещин, а также хорошей свариваемости, алюминиево-магниевые сплавы с небольшим содержанием цинка получили широкое распространение в машиностроении, судостроении, на транспорте и др. [1]. Перечисленные технические качества прочно утвердили Al-Mg композицию как основу для разработки и получения новых и перспективных конструкционных материалов в виде листов, плит, прессованных профилей и панелей, изготавливаемых методами горячей пластической деформации [2,3]. Поэтому в технологиях TMO не прекращаются изыскания по совершенствованию операций с горячей пластической деформацией.

Целью работы явилась оценка структурно-механического состояния перспективных Al–Mg сплавов в условиях горячего сжатия, которые имитировали режимы реального производства.

В работе исследовались современные Al–Mg сплавы: 1561, 1565 и 1575-1 с разным содержанием хрома, титана, циркония и скандия (табл.1).

Таблица 1. Химический состав исследованных материалов

	Система легирования									
Сплав	Al	Mg	Mn	Si	Fe	Zn	Cr	Zr	Ti	Sc
1561		6	0,9	0,4	0,4	0,2	-	0,07	-	-
1565	Ост.	5,8	0,8	0,1	0,2	0,7	0,08	0,1	0,03	-
1575		6	0,6	0,2	0,3	0,8	0,18	0,12	0,04	0,16

Химические элементы базовой композиции (Mg и Mn) определяют постоянство концентрации основной упрочняющей фазы (β -Al_mMg_n). Примесные элементы, всегда присутствующие в сплавах данного типа (Fe и Si), входят в состав упрочняющей фазы α -Al_n(Mn,Fe,Si)_m. Фазы α и β фаз формируются на границах зерен. Содержание Cr, Ti, Zr и Sc, которые вводятся для измельчения, гомогенизации и упрочнения структуры наноразмерными дисперсоидами внутри зерен [4], варьируется в микроскопических концентрациях.

Моделирование технологических операций с горячей пластической деформацией (прокатка, прессование) проводили с помощью деформационного дилатометра DIL 805. Скорости деформации ($\dot{\epsilon}$) образцов высотой 10 мм и Ø5 мм¹ последовательно изменялись в интервале от 10 до 10⁻³ с⁻¹ при температурах от 200 до 450⁰С. По результатам горячего сжатия образцов строились в истинных координатах зависимости $\sigma(\epsilon)$, которые показывали, что с увеличением скорости сжатия величина наибольших напряжений ($\sigma_{\epsilon=0,3}$), достигнутых к $\epsilon = 0,3$, возрастала, а с ростом температуры испытания – уменьшалась (рис.1). В условиях горячей деформации указанная особенность изменения напряженно-деформированного состояния металла неоднократно описывалась разными авторами и свидетельствовала о том, что в процессе деформации в структуре материала одновременно развиваются два физических процесса: силовое упрочнение и термическое разупрочнение.

Диаграммы $\sigma(\varepsilon)$ являлись основной информационной базой в оценке структурно-механического состояния металла по величине коэффициента упрочнения **n** как объективного интегрального параметра. Поскольку для ГЦК металлов упрочнение характеризуется соотношением $\sigma \sim \varepsilon^n$, вычисление коэффициентов *n* выполнялось по логарифмической зависимости: $\log \sigma = n \log \varepsilon$ для области пластической деформации $0,02 < \varepsilon < 0,3$. Углы наклонов касательных определяли искомые значения коэффициентов.

Как и ожидалось, температурно – скоростные зависимости коэффициентов упрочнения $n(T, \log \varepsilon)$ подтвердили наличие упрочнения с увеличением скорости деформации сплавов. С повышением температуры деформации интенсивность упрочнения снижается, а при T > 350 °C для всех сплавов обнаруживается интервал скоростей (log ε), где доминирует активное разупрочнение и n < 0 (рис.2).

При статистической обработке данных с учетом величины теоретического коэффициента корреляции для аналитического представления изменений коэффициентов упрочнения выбрана зависимость в виде:

$$n = n(T, \log \epsilon) = a(\log \epsilon)^2 + b(\log \epsilon) + c.$$

При указанных размерах образцов скорости захватов нагружающего устройства в диапазоне $10^2 \div 10^{-2}$ мм/с соответствовали скоростям пластической деформации от 10 до 10^{-3} с⁻¹.



Рис.1. Примеры диаграмм σ(ε) (слева) и logσ(logε) (справа) для сплавов 1561 (*a*), 1565 (*б*) и 1575-1 (*в*) при температурах 440–460⁰C со скоростями движения захватов от 10⁻² мм/с до 10² мм/с.



Рис.2. Полулогарифмические зависимости n(T, log є́) для сплавов 1561 (a), 1565 (б) и 1575-1 (в)

Как оказалось, вид графиков $n(T, \log \epsilon)$ зависит от химического состава металла. Например, в сплаве 1561 при температурах T < 350 °C и log $\epsilon \sim 0$ рост коэффициента n характеризуется «острым» максимумом, который по мере введения микролегирующих добавок (сплав 1565) преобразуется вначале в «пологий» экстремум, а затем (сплав 1575-1) в растущую ветвь параболы. Влияние химического состава металла проявилось и в области температур T > 350 °C: с увеличением концентрации микродобавок протяженность области log ϵ , где значения n < 0, убывает.

По результатам проведенных экспериментов установлено следующее.

1. Для сплавов 1561, 1565 и 1575-1, деформированных в условиях, имитирующих производственные циклы ТМО реального производства (200 < T < 400 °C, $10^{-3} < \epsilon < 10$ с⁻¹), назначение режимов обработки должно осуществляться с учетом химического состава сплава.

2. При пластической деформации до значений $\varepsilon = 0,3$ в поле температур 200 < T < 400 °C коэффициент упрочнения **n** исследованных сплавов удовлетворительно аппроксимируется полиномом второго порядка: $n = a(\log \varepsilon)^2 + b(\log \varepsilon) + c(T)$.

3. С учетом проведенных, но не представленных в данном сообщении, структурных исследований предполагается, что $a(\log \epsilon)^2 \sim d\rho/dt$, $b(\log \epsilon) \sim \rho dl/dt$, $c \neq c(\epsilon)$, c = c(T), и также $c \sim \sum$ (Si, Fe) при (Mg, Mn, Zn) \sim const. Здесь ρ – плотность дислокаций, l – длина свободного пробега, t – время.

Список литературы

- 1. Материалы для судостроения и морской техники: Справ. в 2 т. Т.2 под ред. И.В.Горынина.- СПб.: НПО «Профессионал», 2009.- 664 с.
- Барахтин Б.К., Барахтина Н.Н., Лебедева Н.В., Осокин Е.П. Структурные изменения в конструкционном алюминиевом сплаве в условиях горячей деформации сжатием / Сб. трудов «18 С.-Петербургские Чтения по проблемам Прочности».- СПб, 2008.- ч.2.- С.44 -47.
- Барахтин Б.К., Барахтина Н.Н., Осокин Е.П. Возможности измельчения зерна в современных алюминиевых сплавах способом термодеформационной прокатки в калибрах / Сб. Матер. 47^{ой} международной конференции «Актуальные проблемы прочности», Н.Новгород, 2008.- т.1.- С.128 - 129.
- Белов Н.А. Фазовый состав промышленных и перспективных алюминиевых сплавов. М.: МИСиС, 2010.- 511 с.

ОПТИМИЗАЦИЯ ГОРЯЧЕЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ НИЗКОЛЕГИРОВАННЫХ ЭВТЕКТОИДНЫХ СТАЛЕЙ ПО ДАННЫМ ИМИТАЦИОННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И СТРУКТУРНОГО АНАЛИЗА

Барахтин Б.К.*, Варгасов Н.Р.**, Маркова Ю.М.*

*ФГУП «ЦНИИ КМ «Прометей», ** СПб ГПУ, С.-Петербург, Россия mail@crism.ru

Многочисленные лабораторные, стендовые и натурные испытания железнодорожных рельсов, изготовленных из перлитной, термоулучшенной перлитной и бейнитной сталей, показали, что возможности применения низколегированных эвтектоидных сталей далеко не исчерпаны. Вариация условий горячей пластической деформации металла в аустенитном состоянии позволяет сформировать мелкозернистую фрагментированную структуру, в которой при охлаждении и эвтектоидном превращении разветвленная сеть субграниц образует множество центров зарождения перлитных колоний, существенно повышающих комплекс эксплуатационных свойств [1].

Основная проблема производства рельсов состоит в выборе и поддержании опти-мального термодеформационного режима обработки металла, по окончании которой будет достигнуто необходимое структурно-механическое состояние.

В успешном разрешении проблемы немаловажная роль отводится экспериментам, позволяющим имитировать ключевые операции реального производства, основанные на горячей пластической обработке металла. В экспериментальной базе Центра Коллективного Пользования (ЦКП) ФГУП «ЦНИИ КМ «Прометей» наличие имитаторов типа «Глибел», дилатометров «ДИЛ» и др. позволяет производить необходимые опыты.

Целью представленной работы являлось нахождение наилучших условий горячей пластической деформации стали эвтектоидного класса, предназначенной для производства рельсовых путей железнодорожного транспорта.

Имитация операций контролируемой прокатки выполнена на образцах стали К76Ф, химический состав которой приведен в таблице.

Концентрация химических элементов, вес.%								
С	Mn	Si	V	S	Р	Fe		
0,75	0,89	0,3	0,06	0,012	0,013	основа		

Таблица. Химический состав стали К76Ф

Образцы Ø5 и высотой 10 мм деформировались сжатием со скоростями 10^{-3} – 10 с⁻¹ в диапазоне температур от 800 до 1200 °С. При оценке структурномеханического состояния металла исходными данными служили зависимости $\sigma(\varepsilon)$ (рис.1), с помощью которых вычислялся безразмерный критерий Прасада η [2]. Этот критерий рекомендуется для оптимизации технологических процессов с операциями горячей пластической деформации [3].

Согласно использованной методологии [3, 4], значения η изменяются в пределах (0÷1) или (0÷100%). В терминах синергетики критерий η интерпретируется как относительная скорость производства внутренней энтропии (меры беспорядка), величина которой определяется способностью структуры кристаллических дефектов рассеивать подводимую механическую энергию. В процессах с горячей пластической деформацией наибольшие значения η соответствуют упруго-вязко-пластичной однородной среде с полной релаксацией напряжений без фактора упрочнения, а наименьшие значения – нестабильному и неоднородному (фрагментированному) состоянию структуры с наибольшим упрочнением.

Результатом обработки зависимостей $\sigma(\varepsilon, \varepsilon, T)$ являлись карты распределений коэффициентов η (рис.1), построенные в линиях постоянных уровней в координатных осях «температура $T[^{\circ}C]$ ÷ логарифм скорости пластической деформации $lg(\varepsilon)$ ».

Карта распределения критерия η показала, что при температуре 1000 ± 50 °C и скоростях деформации в интервале $10^{-2} - 10^{-1}$ с⁻¹ рассеяние механической энергии сопровождается максимумом. Обнаруженный экстремум значений η мог свидетельствовать о том, что в этих температурно-скоростных условиях деформирования наиболее вероятна динамическая рекристаллизация. Неожиданным оказалось снижение эффективности диссипации при увеличении скорости деформации до 1 - 10 с⁻¹.

После горячей деформации проверка предполагаемого структурно-механического состояния стали проводилась методами световой и электронной растровой микроскопии (РЭМ, ДБЭ). Обработка изображений структур выполнялась методами цифровой металлографии и мультифрактального анализа [5,6].



Рис. 1. Пример диаграмм $\sigma(\varepsilon)$, полученных при сжатии в камере дилатометра «ДИЛ 805» (*a*) и карта распределения критерия η в координатных осях $T - \lg \varepsilon$ (*б*)

Проведенные структурные исследования показали (рис.2), что межпластинчатые расстояния в перлите практически не зависят от условий деформирования, а определяются исключительно величиной переохлаждения при эвтектоидном превращении. В тоже время размеры колоний перлита существенно зависят от температурно-скоростных условий сжатия. Например, при деформации в области максимальных значений коэффициента η размер перлитных колоний значительно меньше, чем при деформировании в зоне минимальных значений. Данный факт дает основание полагать, что динамическая рекристаллизация аустенитного зерна является главным фактором ускорения перлитного превращения, поскольку наличие в аустените границ большой протяженности способствует зарождению и измельчению перлитных колоний.



Рис. 2. После сжатия при T = 1000 °C со скоростями 10^{-1} с⁻¹ (*a*) и 1 с⁻¹ (*б*, *в*) изображения структуры в лучах света (слева) и ДБЭ (в центре), местоположения карбидов по данным ДБЭ (справа)

Замечено, что на границах феррита и перлита выделения карбидной фазы распре-делены неоднородно. Выявленная особенность не противоречит известным данным о влиянии карбидообразования на процесс динамической рекристаллизации. В работе [7] показано, что под действием карбидов ниобия деформация, необходимая для начала динамической рекристаллизации, увеличивается вдвое. Можно полагать, что в прове-денных экспериментах выделения дисперсных частиц карбидов ванадия на границах зерен аустенита привели к замедлению процесса динамической рекристаллизации, что и отразилось на карте эффективности диссипации в понижении коэффициента η. Мультифрактальный анализ выполнен по изображениям структуры стали в лучах вторичных электронов (рис.3). Из мультифрактальных характеристик наблюдаемых структурных объектов использованы значения размерностей D_0 и параметров скрытой упорядоченности δ .



Рис. 3. После сжатия при T = 1000 °C и $\epsilon = 10^{-2}$ с⁻¹ пример структуры стали в лучах вторичных электронов (*a*) и результаты мультифрактального анализа изображений с изменением величин D_0 (δ) и δ (*b*) в зависимости от оптического увеличения изображений для скоростей деформации: 10 с⁻¹ –«1», 10⁻¹ с⁻¹ –«2», 10⁻³ с⁻¹ –«3».

В области оптических увеличений (7-10)·10³ значения величины $D_0=1,91\pm0,02$ свидетельствуют об удовлетворительном заполнении поля изображения и статистической представительности анализируемого изображения, а для скорости сжатия 10 с⁻¹ по мере увеличения масштаба наблюдения устремление величины δ к нулю указывает на возрастание хаоса и вероятность структурно-фазового превращения.

При сопоставлении карт распределения критериев η с данными обработки изображений структур установлено, что наилучшее структурно-механическое состояние металла достигается в результате структурно-фазового превращения в объемах размером 3–6 мкм после горячей пластической деформации со скоростью $\acute{\epsilon}\sim0,1$ с⁻¹ при температуре T ~1000 °C с последующим охлаждением со скоростью 0,5 град/с.

Список литературы

- 1. Счастливцев М.В. и др. Перлит в углеродистых сталях. Екатеринбург: УрО РАН, 2006.-312 с.
- 2. Hot Working Guide A Compendium of Processing Maps Edited by Y.V.R.K. Prasad, S. Sasidhara. Department of Metallurgy Indian Institute of Science: Bangalore, 2004.- 560 p.
- Варгасов Н.Р., Рыбин В.В. Метод оптимизации температурно-скоростных режимов горячего деформирования конструкционных сталей // Вопросы материаловедения, 2004.-№1(37).- С.12 – 17.
- 4. Орыщенко А.С., Малышевский В.А., Барахтин Б.К., Варгасов Н.Р., Немец А.М. Методология проведения пластометрических испытаний конструкционных металлов и сплавов. Справ.-метод. рук-во по применению уник. оборудов. ЦКП ФГУП «ЦНИИ КМ «Прометей» «Состав, структура и свойства функц. и конструкц. материалов».- СПб.: Изд-во ФГУП «ЦНИИ КМ «Прометей», 2010.- 86 с.
- 5. Барахтин Б.К., Обуховский В.В. Фракталы, структура и свойства материалов // Вопросы материаловедения, 1995. N1.- C.7 17.
- 6. Барахтин Б.К., Чашников В.Ф. Программа ЭВМ для мультифрактального анализа изображений структур металлов и сплавов // Вопросы материаловедения, 2001,N4(28).-С.5-8.
- 7. Горелик С.С., Добаткин С.В., Капуткина Л.М. Рекристаллизация металлов и сплавов. 3-е изд. М.: МИСИС, 2005. 432 с.

ВЛИЯНИЕ СТЕПЕНИ ДЕФОРМАЦИИ ПРИ РАВНОКАНАЛЬНОМ УГЛОВОМ ПРЕССОВАНИИ НА ДЕФЕКТНУЮ СТРУКТУРУ И КОМПЛЕКС МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

Бетехтин В.И.¹, Sklenicka V.², Нарыкова М.В.¹, Dvorak J.², Кадомцев А.Г.¹

¹⁾ Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия <u>Vladimir.Betekhtin@mail.ioffe.ru</u> ²⁾ Institute of Physics of Materials, AS CR, Brno, Czech Republic

vsklen@ipm.cz

Получение и исследование высокопрочных нано и микрокристаллических (HMM) металлических материалов является одним из актуальных направлений современного материаловедения. Для получения таких материалов наиболее часто используют равноканальное угловое прессование (РКУП), в основе которого лежат большие пластические деформации, реализуемые в квазигидростатических условиях. С помощью РКУП создается нано и микрокристаллическая структура с большой долей большеугловых (Θ >15°) границ. Высокие механические свойства HMM определяются в основном двумя факторами: размером зерен и состоянием их границ. Увеличение степени деформации (числа проходов) при РКУП ведет к уменьшению размера зерен и увеличению объемной доли их границ, особенно большеугловых. В границах локализуется повышенная концентрация дислокаций, вакансий, нанопор и других дефектов за счет чего границы являются источниками высоких внутренних напряжений и находятся в неравновесном состоянии.

В данной работе рассмотрены результаты изучения влияния числа проходов при РКУП на размер зерен, состояние их границ и, как следствие, на прочностные характеристики некоторых микрокристаллических металлических материалов при их статических испытаниях (микротвердость) и, что особенно важно, при длительном нагружении (долговечность). Действительно, НММ в силу условий их приготовления находятся в неравновесном состоянии. Поэтому для практического использования этих материалов особенно важны данные об их механической устойчивости.

Исследования проводились на полученных при разном числе проходов в процессе РКУП микрокристаллических металлах и сплавах: Al (99,99%); Cu (99,99%); Ti (BT1-0); Al+0,2%Sc; Cu+0,2%Zr; Zr+2,5%Nb.

Размер зерен определялся с помощью просвечивающей и сканирующей электронной микроскопии с использованием для измерения распределения зерен по разориентации обратного электронного рассеяния. Оценка параметров неоднородностей электронной плотности проводилась методом малоуглового рентгеновского рассеяния (МРР). Для выявления природы неоднородностей (их идентификации с нанопорами) исследовалось рассеяние до и после воздействия высокого (до1,5 ГПа) гидростатического давления [1,2]. Помимо этого проводилось прецизионное измерение до и после действия давления плотности образцов методом гидростатического взвешивания [1,2].

Долговечность (время от момента нагружения до разрыва) определялось при растяжении образцов в условиях ползучести, т.е. при постоянстве напряжения и температуры в процессе испытания каждого образца.

В качестве примера для некоторых исследованных материалов на рис.1 показано как меняется зависимость от числа проходов при РКУП долговечность, доля большеугловых границ, микротвердость, объем нанопористости.



Рис. 1. Зависимости от числа проходов (*N*) долговечности (τ), миикротвердости H_v , доли большеугловых границ (Θ), объема нанопор ($\Delta V/V$) и размера зерна (d).

Видно, что увеличение степени деформации ведет к повышению микротвердости. При этом максимальное увеличение наблюдается, в основном, при переходе от одного к четырем проходам. Аналогичные данные были получены для остальных металлов и сплавов.

Долговечность, как правило, увеличивается после одного прохода, но затем, особенно в интервале от одного к четырем проходам, резко падает. Последнее приводит к тому, что при увеличении числа проходов долговечность микрокристаллических сплавов становится на порядок меньше, чем этих же сплавов в исходном, крупнокристаллическом состоянии; для чистых металлов даже после большого числа проходов долговечность остается несколько больше, чем до РКУП (рис.1). Это позволяет сделать вывод, что в сплавах снижение долговечности после РКУП больше, чем в чистых металлах.

Результаты структурных исследований показали, что с увеличением числа проходов наблюдается тенденция к уменьшению размера зерен (рис.1), доля большеугловых границ особенно резко (в 5–10 раз) увеличивается при переходе от одного к четырем проходам (рис.1). Особенно показательным является образование в процессе РКУП нанопор размером 10–30 нм, объем нанопористости резко увеличивается при переходе от одного к четырем проходам, а затем это увеличение (также как и доля большеугловых границ) становится очень небольшим. Анализ всех полученных данных показал, что одной из основных причин снижения долговечности после РКУП является образование нанопор, которые, очевидно, становятся «очагами» развития разрушения при длительных испытаниях, отметим, что в сплавах, содержащих частицы второй фазы, уровень нанопористости, образующейся в процессе РКУП существенно выше, чем в чистых металлах [2].

О влиянии исходной (до РКУП) нанопористости на долговечность говорят следующие данные. Уменьшение нанопористости, возникающей после двух проходов при РКУП, за счет её залечивания под действием высокого гидростатического давления позволило в несколько раз повысить долговечность [3].

Однако после 4 и более числа проходов залечивание нанопор под давлением не ведет к росту долговечности. Это дает основание полагать, что второй «структурной» причиной снижения долговечности после 4 и более проходов является существенное повышение доли большеугловых границ – источников высоких локальных напряжений, ведущих к образованию «очагов» разрушения при длительном испытании. Действительно, локализация пористости, образовавшейся в зоне большеугловых границ в процессе испытания на ползучесть, наблюдалась в [2]. Влияние давления на пористость и большеугловые границы проанализировано в [4].

Таким образом, можем сделать следующие выводы. Повышение микротвердости при увеличении числа проходов, связано, очевидно, с уменьшением размеров зерен и роста доли большеугловых границ. Снижение долговечности при увеличении числа проходов обусловлено, как представляется образованием зародышевых «очагов» разрушения: нанопор и большеугловых границ с высоким уровнем локальных напряжений, при этом образование нанопор не влияет на статические характеристики прочности (микротвердость, предел текучести), а увеличение доли большеугловых границ ведет даже к их повышению.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 13-02-00054a

Список литературы

- 1. В.И.Бетехтин, А.Г.Кадомцев, V.Sklenicka, V.Saxl. ФТТ.2007. Т.49. 10. С.1787-1790.
- В.И Бетехтин, V.Sklenicka, V.Saxl, Б.К.Кардашев, М.В.Нарыкова. ФТТ. 2010. Т.52. 8. С.1517-1523.
- 3. В.И.Бетехтин, А.Г.Кадомцев, V.Sklenicka, М.В. Нарыкова. Письма ЖТФ. 2011. Т.37. 20. С. 75-79.
- 4. J.Dvorak, V. Sklenicka, V.I.Betekhtin et.al. Mater.Scien.Eng. A. 2013. 584. P. 103-113.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЛОКАЛИЗАЦИИ ПЛАСТИЧЕСКОГО СДВИГА ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ МЕТАЛЛОВ

Билалов Д. А., Наймарк О. Б.

Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Россия <u>ledon@icmm.ru</u>

Введение

Исследование посвящено моделированию процесса высокоскоростного деформирования с целью изучения механизмов локализации пластического течения и стадийности процесса разрушения металлов. Постановка задачи соответствует экспериментальной схеме, реализованной в работах [1,2] по динамическому деформиро-

121

ванию металлов на установке Гопкинсона-Кольского (сдвиг при кручении) полых цилиндрических образцов. В работах [1,2] были установлены три характерные стадии развития динамического разрушения: квазиоднородное пластическое течение во всём деформируемом объеме, локализация пластической деформации на характерном масштабе и формирование полос адиабатического сдвига, предшествующее разрушению образца. Модель деформируемого твёрдого тела [3], разрабатываемая в лаборатории физических основ прочности ИМСС УрО РАН, отражающая связь нелинейной кинетики формирования многомасштабных коллективных мод дефектов с релаксационными свойствами (пластичностью) и локализацией разрушения, использована для описания процесса деформирования.

Математическая постановка

Модель, использующая феноменологическое представление неравновесной свободной энергии, полученное на основе статистико-термодинамического описания деформационных процессов в твердых телах с мезоскопическими дефектами (микросдвигами) [4], распространяется на поведение металлов при динамическом нагружении. Микросдвиги учитываются посредством тензора: $\tilde{s} = S(\overline{lb} + \overline{bl})/2$, где: \overline{l} – единичный вектор нормали к плоскости сдвига; \overline{b} – единичный вектор в направлении сдвига; S – интенсивность сдвига. Усреднение \tilde{s} по элементарному объёму даёт $\tilde{p} = n < \tilde{s} > -$ тензор плотности микросдвигов, где n – концентрация дефектов. По своему физическому смыслу \tilde{p} является деформацией, обусловленной дефектами. Применение статистической теории дает возможность выделить второй, масштабно-инвариантный, структурный параметр $\delta = (R/r_0)^3$, где R – расстояние между дефектами, r_0 – характерный размер зародышей дефектов. Тогда в приближении малых деформаций можно записать выражение для скорости полной деформации в следующем виде:

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}^e + \dot{\varepsilon}^p + \dot{p} \tag{1}$$

где: $\dot{\epsilon}^{e}$ и $\dot{\epsilon}^{p}$ – скорости упругой и пластической деформации соответственно.

Из второго закона термодинамики следует, что диссипация энергии может быть представлена в виде [4]:

$$T\dot{S} = \sigma : \dot{\varepsilon}^{p} - \frac{\Delta F}{\Delta p} : \dot{p} - \frac{\partial F}{\partial \delta} \dot{\delta} \ge 0$$
⁽²⁾

где: *T* – эффективная температура; \dot{S} – скорость изменения энтропии; σ – тензор напряжений; *F* – свободная энергия; $\frac{\Delta F}{\Delta p} = \frac{\partial F}{\partial p} - \nabla \cdot \frac{\partial F}{\partial (\nabla p)}$ – вариационная производная свободной энергии по *p*.

Согласно принципу Онсагера, имеют место следующие соотношения:

$$\sigma = l_1 \dot{\varepsilon}^p - l_2 \dot{p} \tag{3}$$

$$-\frac{\Delta F}{\Delta p} = -l_2 \dot{\varepsilon}^p + l_3 \dot{p} \tag{4}$$

$$-\frac{\partial F}{\partial p} = l_4 \dot{\delta} \tag{5}$$

где l_1, l_2, l_3, l_4 – положительные кинетические коэффициенты, в общем случае зависящие от параметров состояния. Неравенство (2) накладывает следующее ограничение: $l_1 l_3 - l_2^2 > 0$.

Размерные величины обезразмериваются следующим образом: $\tilde{t} = \frac{t}{d}C$,

$$\tilde{\sigma} = \frac{\sigma}{G}, \tilde{F} = \frac{F}{F_m}, \tilde{x} = \frac{x}{d}$$
, где $G = \rho C^2$ – модуль сдвига; ρ – плотность материала; F_m

– характерная свободная энергия; x – пространственная координата (вдоль длинны цилиндра); t – время; C – скорость поперечной упругой волны в материале; d – длинна цилиндрического образца. Тут волнистыми линиями обозначены безразмерные величины, а без волнистых линий – размерные. В дальнейшем для удобства все величины будут безразмерными, но обозначаться будут без волнистых линий.

Процесс кручения тонкостенных цилиндрических образцов, соответствующий экспериментальным схемам [1, 2], в силу того, что это эксперимент на «чистый сдвиг», можно рассматривать в квазиодномерной постановке: существует только одна ненулевая компонента тензоров деформации $\varepsilon \equiv \varepsilon_{qx}$, напряжения $\sigma \equiv \sigma_{qx}$ и плотности микросдвигов $p \equiv p_{qx}$, каждая из которых зависит только от одной пространственной координаты *x* – вдоль длинны образца.

Таким образом, полная система уравнений в безразмерной форме имеет следующий вид:

$$\begin{cases} f(x) \cdot \frac{\partial \sigma}{\partial t} = -\Gamma_1 \sigma + \dot{\epsilon} + \Gamma_2 \frac{\partial F}{\partial p} - \Gamma_3 \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \\ \frac{\partial p}{\partial t} = \Gamma_4 \sigma - \Gamma_5 \frac{\partial F}{\partial p} + \Gamma_6 \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \\ \frac{\partial \delta}{\partial t} = -\Gamma_7 \frac{\partial F}{\partial \delta} \end{cases}$$
(6)

где $\dot{\varepsilon} = const$ – скорость деформирования; $\Gamma_1 - \Gamma_7$ – безразмерные кинетические коэффициенты, в общем случае зависящие от параметров состояния; f(x) – функция, отражающая связь между сдвиговой компонентой тензора напряжений и эффектом упругого прогибания тонкостенного цилиндрического образца в ходе кручения, полученная в ходе решения соответствующей упругой задачи.

Соответствующие для задачи (6) краевые условия имеют следующий вид:

$$\sigma(x,0) = 0, \ p(x,0) = 0, \ \delta(x,0) = 1.1472, \ \frac{\partial p}{\partial x}(0,t) = 0, \ \frac{\partial p}{\partial x}(1,t) = 0$$
(7)

Результаты численных расчётов

Задача (6) – (7) решалась численно, методом конечных разностей. Параметры модели были идентифицированы при помощи экспериментальных данных [2]. Диа-граммы деформирования представлены на рис.1.

На рис. 2 приведён график распределения пластической деформации. Видно, что интенсивная локализация пластической деформации наблюдается в узкой центральной области образца.



Рис. 1. Диаграммы деформирования. Эксперимент [2] (верхняя кривая) и численный расчёт (нижняя)

Рис. 2. Эволюция во времени распределения пластической деформации по длине образца

Выводы

В рамках данной работы предложена математическая модель, описывающая связь механизмов структурной релаксации, обусловленных коллективным поведением ансамблей мезодефектов, стадийностью локализации пластической деформации и дисперсного разрушения. Показано, что эффекты локализации пластической деформации и формирования разрушения адиабатическим сдвигом могут определяться структурными переходами в ансамблях дефектов, сопровождающимися формированием коллективных мод. Последние обнаруживают динамику автосолитонных мод в случае формирования локализованного пластического течения и диссипативных структур обострения при локализации разрушения «адиабатическим сдвигом».

Работа выполнена при частичной поддержке Программы РАН 12--1-012-ЯЦ, грантов РФФИ 13-08-96025 р_урал_а, 14-01-00842_а, 14-01-31193 мол_а, гранта УрО РАН 14-1-НП-291.

Список литературы

- 1. A. Marchand, J. Duffy «An experimental study of the formation process of adiabatic shear bands in a structural steel» J. Mech. Phys. Solids Vol. 36, No. 3, pp. 251-283. 1988
- H. Giovanola «Adiabatic shear banding under pure shear loading» Mechanics of Materials 7(1988) 59-71.
- 3. О.Б.Наймарк «Коллективные свойства ансамблей дефектов и некоторые нелиней- ные проблемы пластичности и разрушения» Физическая мезомеханика 6 4(2003) 45-72
- 4. Наймарк О.Б., Баяндин Ю.В., Леонтьев В.А., Пантелеев И.А., Плехов О.А. «Структурно-скейлинговые переходы и некоторые термодинамические и кинетические эффекты в материалах в объемном субмикро-(нано-)кристаллическом состоянии // Физ. мезомех. – 2009. – Т.12, № 4. – С. 47-60.

ВЛИЯНИЕ АГРЕССИВНОЙ МОРСКОЙ СРЕДЫ НА ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ

Брагов А.М.¹, Савенков Г.Г.², Щукина Е.В.³

¹Научно-исследовательский институт механики НГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия ²Санкт-петербургский технологический институт (технический университет),

Санкт-петероургскии технологическии институт (техническии университет), Санкт-Петербург, Россия

sav-georgij@yandex.ru

³Концерн «Морское подводное оружие – Гидроприбор», Санкт-Петербург, Россия

Сплавы на основе алюминия, как конструкционные материалы, нашли широкое применение в морском подводном оружие (МПО). Для изготовления корпусномеханической части современных изделий, работающих под давлением до 400 МПа, применяются коррозионностойкие сплавы АМг 6, АМг 61 (имеющий также обозначение: алюминиевый сплав 1561) и сплав 1575. Стандартные механические характеристики сплава 1561 следующие: $\sigma_{\rm B} = 375$ МПа, $\sigma_{0,2} = 180$ МПа, $\delta_5 = 20\%$, $\psi = 22\%$. Свойства сплава 1575: $\sigma_{\rm B} = 400$ МПа, $\sigma_{0,2} = 270$ МПа, $\delta_5 = 11\%$, $\psi = 24\%$.

Обладая высокой коррозионной стойкостью по сравнению с обычными алюминиевыми сплавами, сплав АМг 61 имеет и хорошие технологические свойства, в том числе превосходно сваривается аргонно-дуговой, контактной и электроннолучевой сваркой.

Во время эксплуатации изделия испытывают при ударе о воду динамические нагрузки с умеренной скоростью деформации до 10^3 с⁻¹ (в частности во время постановки на позицию), а так же воздействие агрессивной коррозионной среды – морской воды, которая является сильным электролитом из-за присутствия в ней различных солей. Коррозия металлов играет значительную роль в разрушении конструкции. Следует также отметить, что уровни локальных напряжений на поверхности конструкций могут превышать десятки гига Паскалей.

Оценка прочности металла при указанных силовых воздействиях с учётом влияния агрессивной среды является основной задачей при проектировании изделий. Однако исследования в этой области носят в основном феноменологический характер, численные же расчёты в основном базируются на квазистатических испытаниях, в связи с чем изучению поведения материалов при ударном воздействии жидкости уделяется сравнительно мало внимания. Для оценки материалов и получения данных, необходимых для проектирования, проводятся несколько видов испытаний. При применении исследуемых сплавов в корпусных деталях, в основном оболочечного типа, морского подводного оружия необходимо знать и их динамические свойства, в том числе в зависимости от коррозионного износа конструктивных элементов переменной толщины.

Поскольку закон изменения износа не может быть задан априорно, то единственным способом расчётного анализа напряженно-деформированного состояния конструкций является экспериментальное определение динамических механических характеристик сплава после его контакта с агрессивной морской средой.

К одному из видов испытаний, которые позволяют получить характеристики материалов для работы в условиях интенсивных нагрузок и высоких скоростей деформации, следует отнести высокоскоростное растяжение на экспериментальном комплексе, реализующем схему составного стержня Гопкинсона по методу Кольского. Параметры экспериментального комплекса приведены в [1]. При испытаниях использовался образец с укороченной рабочей длиной 6 мм (при общей длине образца 35 мм), что способствовало быстрому установлению однородного напряжённого состояния.

Поскольку укорочение образца приводит к усилению влияния краевых эффектов, затрудняющих деформацию участков вблизи головок образца, оценка динамической пластичности металла производили по относительному сужению поперечного сечения, менее чувствительному к длине рабочей части образца. Рабочий диаметр образца – 3 мм. Средняя скорость деформации при испытаниях образцов $\epsilon \approx 1,5 \cdot 10^3$ с⁻¹.

Все образцы были изготовлены из одного и того же прутка как для сплава 1561, так и для сплава 1575. Перед механическим испытанием образцы подвергались воздействию 3,5% раствора NaCl, имитирующего морскую воду, в течении 50 (сплав 1561) или 60 (сплав 1575) и 90 суток.

В рамках настоящей работы также были определены динамические характеристики исследуемого сплава в исходном состоянии (третья строка таблицы 1). Результаты испытаний сплава 1561 (в большом числителе) и сплава 1575 после нахождения в морской воде также представлены в таблице 1. В числителе – значения параметров после 50 суток (для сплава 1561) и 60 суток (для сплава 1575), в знаменателе – после 90 суток нахождения в воде.

На рис. 1 приведены примеры диаграмм скоростного растяжения сплава на составном стержне Гопкинсона.

Состояние сплава	σ _{sd} ,	σ _{bd} ,	δ _d ,	Ψ _d ,
	МПа	ΜΠα	%	%
После воздействия морской	<u>470/440</u>	<u>620/550</u>	<u>5/14</u>	<u>8/18</u>
воды	310/320	400/430	14,5/14,5	22/22
Начальное	$\frac{225\pm12}{320\pm20}$	$\frac{355\pm24}{450\pm25}$	<u>16±2</u> 14±1	<u>24±1</u> 23±1

Таблица 1. Параметры сплавов 1561 и1575 при высокоскоростном растяжении

Примечания: 1) точность измерения параметров не менее5%; 2) во второй строке приведены средние результаты по трём испытаниям.





Рис. 1. Диаграммы деформирования алюминиевого сплава АМг 61 (*a*) сплава 1575 (*б*) при ударном растяжении

Анализ полученных результатов показал, что:

1. Большая вначале скорость коррозии в сплаве 1561, приводящая к резкому увеличению прочности и уменьшению пластичности, вследствие накопления продуктов коррозии затухает;

2. Влияние морской воды на изменение свойств сплава 1575 как после 60, так и после 90 суток минимально, т.е. данный сплав обладает большими антикоррозионными свойствами по отношению к сплаву 1561.

3. Воздействие морской воды приводит к сильному охрупчиванию сплава 1561, однако после 90 суток влияние морской воды на деформационные свойства сплава стабилизируется; 4. Наименьшее влияние морская вода оказывает на изменение динамических пределов текучести обоих сплавов, увеличение срока пребывания в морской воде на данную характеристику влияния практически не оказывает;

5. В исходном состоянии увеличение скорости деформации при испытаниях слабо влияет на механические свойства исследуемого сплава, что может быть связано с масштабным эффектом при изготовлении образцов (стандартные образцы по геометрическим параметрам намного превосходят образцы для составного стержня Гопкинсона).

6. В общем случае сплав 1575 более предпочтителен для применения в изделиях, работающих в условиях умеренных динамических нагрузок и агрессивной морской среды, поскольку его пластические, равно как и прочностные, свойства практически не изменяются. В связи с этим можно ожидать, что продолжительность удара может оказаться недостаточной для возникновения пластического течения, и гипотетическое разрушение конструкции будет происходить посредством растяжения [2].

В заключение можно отметить, что для адекватной защиты конструкций, эксплуатируемых в условиях морской среды, от разрушения, выбора материала и покрытий необходим подробный анализ процесса их деформирования и разрушения при различных скоростях взаимодействия с жидкостью, хотя известные результаты, полученные в этом направлении, носят, скорее качественный характер [3]. Кроме того, как показывают численные эксперименты, процессы деформирования, протекающие в конструктивных элементах, оказываются существенно нелинейными, что приводит к усилению в них процессов разрушения.

Список литературы

- Bragov A.M., Lomunov A.K. Methodological Aspects of Studying Dynamic Material Properties Using the Kolsky Method // Int. Journal Impact Engng. 1995. V. 16, No. 2. P. 321 – 330.
- 2. Петерсон Ф. Б. Некоторые соображения о поведении материала твёрдого тела при соударении со струями или каплями жидкости // Прикладная механика. Труды американского общества инженеров механиков. Сер. Е. 1972. № 4. С. 170 – 178.
- 3. Петушков В.А. Численные исследования нелинейных волновых процессов в жидкости и деформируемом теле при высокоскоростном ударном взаимодействии // Прикладная механика и техническая физика. 1991. № 2. С. 134 143.

ДИНАМИКА ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ ГЕТЕРОГЕННОГО ТЕЛА (ГРАНИТА) ПОД ВЛИЯНИЕМ УДАРНЫХ ВОЛН

Веттегрень В.И., Щербаков И.П., Куксенко В.С., Мамалимов Р.И.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН. С-Петербург, Россия Victor.Vettegren@mail.ioffe.ru

До настоящего времени о механизме разрушения твердых тел судили по результатам исследования поверхности образцов, полученных при тыльном отколе, или по изменению скоростной зависимости профиля поверхности при образовании трещин [1–4]. Впервые результаты прямых исследований разрушения хрупких тел непосредственно во время действия ударной волны были изложены в [5,6]. В последнее время был получен ряд новых результатов. Они изложены в ниже. Для регистрации деформации был использован метод акустоэмиссии (АЭ), а разрушения – фрактолюминесценции (FL). Временное разрешение – 10 нс. Образцами являлись пластинки монокристалла кварца и гранита. Ударную волну возбуждали электрическим разрядом в воздухе около поверхности пластинок.

Оказалось, что ударная волна вызывает выделение нескольких сотен струй плазмы длина которых достигает несколько десятков сантиметров (рис. 1).



Рис. 1. Струя плазмы, вылетающая из кристалла кварца под влиянием ударной волны (*a*) и ее спектр (*b*)

Интенсивность струй варьирует в несколько десятков раз (рис. 2). Время выделения каждой струи меньше 10 нс. Среднее значение интервала времени между их выделением составил 45 мкс (рис.2*b*).

Анализ спектра показал, что плазма состоит возбужденных положительно заряженных ионов и атомов Si, O, Ca, Al, Fe, N. Атомы Si, O, Ca и Al входят в состав структурной формулы кварца и гранитов. Fe содержится в них в качестве примесей. Ионы N⁺ - появились при бомбардировке молекул азота воздуха потоками ионов и электронов, вылетевших из образца. Таким образом, под влиянием ударной волны часть гранита распыляется до отдельных заряженных ионов. Сталкиваясь с электронами, они понижают заряд. Поэтому, вместе с ионами наблюдаются и нейтральные атомы. Измерив ширину линий Г в спектре плазмы, можно оценить среднее время т существования ионов и атомов в возбужденном состоянии: $\tau \approx 1/2\pi c\Gamma$, где c – скорость света. Оказалось, что оно составляет ~ 1 – 10 нс



Рис.2. Временная зависимость интенсивности струй (*a*) и распределение временных интервалов между струями, вылетающими из гранита (*b*)

Ранее проведенные исследования [7–9], показали, что при трении, размоле и ударе бойком по поверхности гранита и кварца в спектре FL наблюдается полоса с максимумом ~ 1,9 эВ. Она приписана возбужденным радикалам SiO*, образующимся при разрывах SiOSi связей. Рассмотрение поверхности кварца и гранита в оптический микроскоп показало, что удар бойком по их поверхности вызывает появление трещин с линейными размерами от 10 мкм до нескольких мм. На этом основании было заключено, что возбужденные ионы SiO* располагаются на берегах растущих микротрещин. В тоже время рассмотрение спектра FL, вызванной ударной волной (рис. 1), показывает, что в спектре излучения плазмы эта полоса отсутствует.

Следовательно, механизмы разрушения при трении и воздействии ударной волны различны.

Очевидно, что скорость разрушения при трении, размоле и механическом ударе не может быть выше скорости деформации материала. Для гранита и кварца она равна ~ 1 км/с [7–9], а скорость ударной волны, вызванной разрядом около поверхности гранита – ~ 5 км/с [6]. По-видимому, это различие скоростей и является основной причиной различия механизмов разрушения.

В работах [11–17] был предложен механизм разрушения, не связанный со скоростью роста трещин. Авторы показали, что при значительном растяжении химических связей в полимерах энергия ионизации макромолекул понижается настолько, что возможен переход электронов в глубокие ловушки с последующим распадом ослабленных связей в макромолекулах. Затем они же установили, что при сильных искажениях кристаллической решетки в скоплениях дислокаций в ионных кристаллах возможно пересечение уровней основного и возбужденного состояний. В результате электроны могут переходить на несвязывающие орбиты, что приводит к распаду межатомных связей.

Это позволяет предложить следующий механизм разрушения твердых тел под действием ударной волны. Пробегая через скопления дислокаций, она «дотягивает» сильно деформированные межатомные связи около дислокаций до тех пор, пока не начинают пересекаться уровни основного и возбужденного состояний. Это приводит к распаду межатомных связей и вылету положительно заряженных ионов и электронов. Существенно, что этот механизм разрушения не включает в себя явление зарождения микротрещин путем последовательного разрыва SiO связей под влиянием термических флуктуаций. Разрушение происходит атермическим путем и не зависит от температуры и скорости нагружения.

При скоростях нагружения, меньших скоростей деформации материала, он маскируется дислокационным механизмом разрушения. Действительно, авторы работ [11–17] наблюдали в вакууме выделение положительных ионов и электронов при скоростях нагружения, существенно меньше скорости звука.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант №13-05-00011).

Список литературы

- В.В. Адушкин, А.А. Спивак. Геомеханика крупномасштабных взрывов. Недра, М. (1993) 319 с.
- 2. В.Е. Фортов. // УФН 177, 348 (2007).
- 3. Г.И. Канель, И.Е. Фортов, С.В. Разоренов. // УФН 177, 809 (2007).
- G.I. Kanel, S.V. Razorenov, V.E. Fortov. // Shock-Wave Phenomena and the Properties of Condensed Matter. Springer, N.Y. (2004) 322 p.
- 5. В.И. Веттегрень, А.В. Воронин, В.С. Куксенко, Р.И. Мамалимов, И.П. Щербаков. ФТТ **56**, 315 (2014).
- 6. В.И. Веттегрень, И.П. Щербаков, А.В. Воронин, В. С. Куксенко, Р.И. Мамалимов. ФТТ **56**, 981 (2014).
- 7. В.И. Веттегрень, А.Я. Башкарев, Р.И. Мамалимов, И.П. Щербаков. ФТТ 50, 29 (2008).
- 8. В.И. Веттегрень, В.С. Куксенко, И.П. Щербаков. ЖТФ 81, 148 (2011)
- 9. В.И. Веттегрень, В.С. Куксенко, И.П. Щербаков. ФТТ 54, 1342 (2012).

- 10. И.А. Семиохин. Элементарные процессы в низкотемпературной плазме. Из-во МГУ, М. (1988) 142 с.
- 11. В.А. Закревский, В.А. Пахотин. ФТТ 20, 371 (1978).
- 12. В.А. Закревский, В.А. Пахотин. Высокомолекляр. соединения А 23, 658 (1981).
- 13. В.А. Закревский, В.А. Пахотин. ФТТ 52, 1083 (2010).
- 14. В.А. Закревский, В.А. Пахотин. Механика композит. материалов 1, 139 (1981)
- 15. V.A. Zakrevskii, A.V. Shuldiner. Phil. Mag. B71, 2, 127 (1995).
- 16. В.А. Закревский, А.В. Шульдинер. ФТТ 41, 900 (1999).
- 17. A.V. Shuldiner, V.A. Zakrevskii. Radiation Protection Dosimetry **65**, 1-4, 113 (1996). M. (1988) 142 c.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ (αΤί) ФАЗЫ В СПЛАВАХ НА ОСНОВЕ ТИТАНА

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

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия <u>alenahas@issp.ac.ru</u>

Титан и его сплавы имеют широкое распространение в индустрии благодаря хорошей комбинации механических и технологических свойств и высокой коррозийной стойкости. Наиболее важный процесс при горячей обработке материалов это распад пересыщенного твердого раствора.

Недавно было обнаружено принципиально новое явление: фазовые переходы смачивания границ зерен прослойками второй твердой фазы [1-3]. Оно состоит в том, что в двухфазных областях фазовых диаграмм вторая твердая фаза может располагаться по границам зерен первой как в виде равновесных тонких или толстых прослоек, так и в виде отдельных линзовидных частиц. Морфология второй фазы определяется соотношением энергий границ зерен и межфазных границ и может зависеть как от температуры, так и от давления или концентрации легирующих элементов.

Была исследована микроструктура поликристаллических сплавов титана с 2, 4 и 5,5 вес. % хромом, 2, 4 вес. % кобальтом и 2, 3 вес. % медью. Проведены серии длительные изотермические отжигов (720 и более часов) этих сплавов в интервале температур от 600 до 850°С (в вакууме). Для исследования микроструктуры методом индукционного плавления в вакууме были приготовлены двухкомпонентные сплавы. Из полученных стержней были нарезаны шайбы толщиной 3 мм. Затем поликристаллические образцы запаивались в кварцевые ампулы ($P = 4 \cdot 10^{-4}$ Па) и отжигались в двухфазной области α Ti + β Ti. После закалки в воду микроструктуру поликристаллических образцов исследовали с помощью оптического и сканирующего электронного микроскопов. Сканирующий микроскоп - Tescan Vega TS5130 MM Oxford Instruments, позволяющий произвести фазовый анализ, и оптический микроскоп Neophot-32 с камерой 10 Mpix Canon Digital Rebel XT.

На рис. 1(*a*, *в*, *д*) представлены оптические микрофотографии сплавов (a) Ti–5.5 вес.% Сг (810°С), (в) Ti–4 вес.% Со (780°С) и (д) Ti–3 вес.% Си (850°С). На всех микрофотография светлая область – это гексагональная (α Ti) фаза, а темная – это кубическая фаза (β Ti, X), где X – Cr, Со и Сu. По серии микрофотографий, сделанных для каждой температуры отжига, производился подсчет доли полностью смоченных границ зерен (не менее 100 границ). Результаты подсчетов представлены на рис. 1 (*б*, *г*, *ж*).



Рис. 1. Микрофотографии поликристаллических образцов (*a*) Ti–5.5 вес.% Cr (810°C), (*в*) Ti–4 вес.% Co (780°C) и (*d*) Ti–3 вес.% Cu (850°C) и температурные зависимости для доли смоченных границ зерен (*б*) Ti–Cr, (*г*) Ti–Co и (*ж*) Ti–Cu.

На рис. 2 представлены результаты сканирования границы и зерна в сплаве Ti– 4 вес.% Со. По результатам сканирования можно сделать следующие выводы: 1 – (α Ti) смачивает (β -Ti, Co), т.е. на границе зерен (светло серая область) находится чистый титан, а зерно (темно серая область) представляет собой эвтектоидную смесь, образовавшуюся из (β Ti, Co) при охлаждении; 2 – распределение кобальта по зерну равномерно, что свидетельствует о равновесном состоянии компонентов в образце.



Рис. 2. Результаты сканирования границы (*a*, *в*) и зерна (*б*, *г*) в сплаве Ti–4 вес.% Со отожженного при температуре T = 720°С (720 часов) (*a*, *б*) и T = 810°С (720 часов) (*в*, *г*).

Результаты исследований:

- 1. Во всех исследованных сплавах было обнаружено зернограничное смачивание.
- 2. Температурные зависимости доли смоченных границ зерен слоем (αTi) имеют вид купола (или часть его).
- 3. Так как доля ГЗ полностью покрытых слоем (αТі) зависит от температуры немонотонно, то мы предполагаем, что цепочки одиночных включений (αTi) образуются на низкоэнергетических ГЗ, которые ассоциируются с более медленной ЗГ диффузионной кинетикой, с меньшей плотностью и большим размером критических зародышей ЗГ (αTi) фазы. Непрерывный гомогенный слой (αTi) фаза образуется на высокоэнегетичных ГЗ, для которых характерна быстрая ЗГ диффузия, и которые сильнее снижают барьер зарождения ЗГ (αTi) фазы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 12-03-00894).

Список литературы

- 1. А.С. Горнакова, Б.Б. Страумал, А.П. Петелин, А.Б. Страумал. Известия РАН. Серия физическая, 2012, том. 76, с. 114-117.
- 2. B.B. Straumal, A.S. Gornakova, O.A. Kogtenkova, S.G. Protasova, V.G. Sursaeva, B. Baretzky. Phys. Rev. B T. 78 (2008) ct. 054202.
- 3. Горнакова А.С., В.Н. Семенов, Н.С. Афоникова, А.В. Тимонина, Б.Б. Страумал. Вестник ТГУ. Серия: Естественные и технические науки. Т. 18, вып. 4, (2013), стр. 1833-1834.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕАКЦИЙ В НАСЫЩАЮЩЕЙ СМЕСИ, СОБЕРЖАЩЕЙ ТЕТРАБОРАТ НАТРИЯ В КАЧЕСТВЕ АКТИВНОГО ПОСТАВЩИКА БОРА

Гурьев А.М., Иванов С.Г., Гурьев М.А., Иванова Т.Г.

ФБГОУ ВПО АлтГТУ им. И.И. Ползунова, Барнаул, Россия gurievam@mail.ru

Проведено термодинамическое моделирование процесса борирования из насыщающей среды на основе карбида бора, дополнительно содержащей в качестве поставщика активированных атомов бора тетраборат натрия. В случае прямой замены части карбида бора тетраборатом натрия активность такой насыщающей смеси снижается пропорционально содержанию тетрабората. Реакция восстановления тетрабората натрия достаточно интенсивно может идти только в жидкой среде, где подвижность компонентов насыщающей среды на порядки выше, чем в твердых насыщающих средах. Однако жидкостное насыщение сопряжено с дополнительными энергозатратами на нагрев и плавление насыщающей среды и поддержание ее в жидком состоянии, а также высокими материальными и трудовыми затратами на отмывку упрочненных деталей от остатков насыщающей среды, а также использованием тиглей из высоколегированных сталей, имеющих короткий срок службы, что обусловлено высокой коррозионной активностью насыщающей среды.

Вышеуказанных недостатков лишен способ насыщения из насыщающих самозащитных обмазок. При этом тигель не требуется – защиту реакционного пространства осуществляет поверхность обмазки, на которой при контакте с агрессивной внешней атмосферой генерируется защитная пленка, препятствующая проникновению больших количеств кислорода в реакционное пространство. Кроме того, незначительный объем насыщающей среды в обмазке способствует более быстрому и равномерному прогреву как реакционного пространства, так и упрочняемой поверхности.

Проблему повышения скорости реакций восстановления тетрабората натрия и образования активированных атомов бора можно решить путем введения дополнительных восстановителей, обладающих большей восстановительной способностью, чем карбид бора. К такому восстановителю предъявляется ряд требований:

- относительная дешевизна;

 образование малоактивных соединений, не реагирующих с другими компонентами насыщающей среды кроме тетрабората натрия;

 образование тугоплавких продуктов реакции, не плавящихся и не разлагающихся при температурах насыщения;

 коэффициенты адсорбции и диффузии атомов восстановителя в поверхность насыщаемого материала должны быть много меньше соответствующих коэффициентов бора. В данной работе в качестве такого восстановителя тетрабората натрия был выбран алюминий. Далее проведены термодинамические расчеты возможности реакции восстановления тетрабората натрия с образованием активных атомов бора. Результаты термодинамических расчетов и определения константы равновесия реакций представлено на рисунках 1 и 2.



Рис. 1. Константа равновесия реакций в насыщающей среде с образованием активированных атомов бора



Рис. 2. Энергия Гиббса реакций в насыщающей среде с образованием активированных атомов бора

Как видно из графиков распределения энергии Гиббса и константы равновесия, в насыщающей обмазке прямое восстановление буры карбидом бора термодинамически невыгодно и потому невозможно. Наиболее вероятными реакциями в данных условиях являются реакции с участием алюминия в качестве восстановителя в порядке убывания энергии Гиббса:

$$Na_2B_4O_7 + B4C + 4Al + O_2 \rightarrow 2NaAlO_2 + 8B + CO_2 + Al_2O_3$$
(1)

$$Na_2B_4O_7 + 4Al \rightarrow 2NaAlO_2 + Al_2O_3 + 4B$$
(2)

$$Na_2B_4O_7 + 2Al \rightarrow 2NaAlO_2 + B_2O_3 + 2B \tag{3}$$

Все вышеперечисленные реакции имеют продуктами реакции кроме активных атомов бора еще и оксиды бора и алюминия, генерируя таким образом защитную пленку на поверхности обмазки.

Выводы:

По результатам термодинамического моделирования показана возможность производить химико-термическую обработку из насыщающих обмазок, содержащих тетраборат натрия и алюминий, что позволяет снизить стоимость насыщающей среды за счет замены части более дорогого карбида бора на буру, имеющую в 5-6 раз меньшую стоимость. Кроме того, при насыщении из обмазок возможно исключение операций предварительного синтеза и очистки насыщающей среды, что приводит к дополнительному экономическому эффекту и значительному росту энергоэффективности процесса диффузионного борирования.

Список литературы

- 1. Физические основы химико-термоциклической обработки сталей. Гурьев А.М., Лыгденов Б.Д., Попова Н.А., Козлов Э.В. Барнаул, 2008. – 256с.
- 2. Теория и практика получения литого инструмента. Гурьев А.М., Хараев Ю.П. Барнаул, 2005.–186с.
- 3. Механизм диффузии бора, хрома и титана при одновременном многокомпонентном насыщении поверхности железоуглеродистых сплавов. Гурьев А.М., Иванов С.Г. Фундаментальные проблемы современного материаловедения. 2011. Т. 8. № 3. С. 92-96.
- 4. Многокомпонентное диффузионное упрочнение поверхности деталей машин и инструмента из смесей на основе карбида бора. Гурьев А.М., Грешилов А.Д., Кошелева Е.А., Иванов С.Г., Гурьев М.А., Иванов А.Г., Долгоров А.А. Обработка металлов: технология, оборудование, инструменты. 2010. № 2. С. 19-23.
- 5. Влияние параметров борохромирования на структуру стали и физико-механические свойства диффузионного слоя. Гурьев А.М., Иванов С.Г., Лыгденов Б.Д., Власова О.А., Кошелева Е.А., Гурьев М.А., Гармаева И.А. Ползуновский вестник. 2007. № 3. С. 28-34.
- Transition zone forming by different diffusion techniques in borating process of ferrite-pearlite steels under the thermocyclic conditions Guriev A.M., Kozlov E.V., Lygdenov B.D., Kirienko A.M., Chernyh E.V. Фундаментальные проблемы современного материаловедения. 2004. T. 1. № 2. C. 54-60.
- 7. Технология нанесения многокомпонентных упрочняющих покрытий на стальные детали. Гурьев М.А., Фильчаков Д.С., Гармаева И.А., Иванов С.Г., Гурьев А.М., Околович Г.А. Ползуновский вестник. 2012. № 1-1. С. 73-78.
- 8. Фазовые превращения и структура комплексных боридных покрытий Иванов С.Г., Гармаева И.А., Андросов А.П., Зобнев В.В., Гурьев А.М., Марков В.А. Ползуновский вестник. 2012. № 1-1. С. 106-108.
- 9. Диффузионные покрытия сталей и сплавов. Гурьев А.М., Иванов С.Г., Гармаева И.А. Барнаул, 2013.–221с.
- 10. Механизм образования боридных игл при диффузионном комплексном борохромировании из насыщающих обмазок. Гурьев А.М., Иванов С.Г., Грешилов А Д., Земляков С.А. Обработка металлов: технология, оборудование, инструменты. 2011. № 3. С. 34-40.
- 11. Новый способ диффузионного термоциклического упрочнения поверхностей железоуглеродистых сплавов. Гурьев А.М., Лыгденов Б.Д., Иванов С.Г., Власова О.А., Кошелева Е.А., Гурьев М.А., Земляков С.А.З. Ползуновский альманах. 2008. № 3. С. 10-16.

КРУГОВЫЕ ПРИЗМАТИЧЕСКИЕ ПЕТЛИ ДИСЛОКАЦИЙ НЕСООТВЕТСТВИЯ В СФЕРИЧЕСКИ СИММЕТРИЧНЫХ КОМПОЗИТНЫХ НАНОЧАСТИЦАХ С ПОЛЫМ И СПЛОШНЫМ ЯДРОМ

Гуткин М.Ю.¹⁻³, Колесникова А.Л.¹, Красницкий С.А.², Романов А.Е.³⁻⁵

¹ Институт проблем машиноведения РАН, С-Петербург, Россия ²Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, С-Петербург, Россия

 ³ Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, С-Петербург, Россия
 ⁴ Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе РАН, С-Петербург, Россия ⁵ Тольяттинский государственный университет, Тольятти, Россия <u>m.y.gutkin@gmail.com;</u> annakolesnikovaphysics@gmail.com; krasnitsky@inbox.ru; aer@mail.ioffe.ru

В настоящее время большое внимание привлекают композитные наночастицы, состоящие из разных кристаллических материалов [1–4]. Такие структуры обладают уникальными электронными и оптическими свойствами, которые находят широкое применение в различных областях современной техники: оптоэлектронике, фотонике, спинтронике, солнечных батареях, сенсорных устройствах, устройствах накопления и передачи информации, катализе, медицине и т. д. Стабильность свойств этих структур существенно зависит от присутствия в них дефектов и остаточных упругих деформаций и напряжений несоответствия [3], обусловленных различием кристаллических решеток и коэффициентов теплового расширения материалов, составляющих композитные наночастицы. При определенных условиях напряженнодеформированное состояние несоответствия может релаксировать за счет образования различных дефектов, называемых «дефектами несоответствия» [5,6]. Один из таких механизмов – образование вокруг ядра наночастицы круговых призматических петель дислокаций несоответствия (рис. 1). Приближенный анализ критических условий формирования такой петли в экваториальной плоскости наночастицы со сплошным ядром сделан в работе [6], где рассмотрены предельные случаи, когда ра-

диус ядра либо много меньше радиуса оболочки, либо очень близок к нему. Цель данной работы – найти критические условия образования круговой призматической дислокационной петли в произвольной плоскости наночастицы со сплошным или полым ядром с помощью точных выражений для упругой энергии такой петли.

Для строго анализа критических условий зарождения круговых петель в сферически симметричных наночастицах типа «ядро-оболочка» с внутренней полостью и без нее использовались точные аналитические решения [7] граничных задач теории упругости о круговых призматических дислокационных петлях в сплошном и в полом упругих шарах со свободными поверхностями. Было рассчитано изменение полной энергии таких систем при образо-



Рис. 1. Модель полой наночастицы типа «ядро-оболочка» с петлей дислокации несоответствия на межфазной границе

вании на границе ядра и оболочки круговой призматической петли дислокации несоответствия. Показано, что появление такой петли становится энергетически выгодным, если параметр несоответствия превышает некоторое критическое значение, которое определяется геометрическими характеристиками системы (рис. 2). На рис. 2*a* изображены зависимости критического несоответствия от осевого смещения петли относительно экваториальной плоскости. Для всех кривых на рис. 2*a* наименьшему критическому несоответствию соответствует положение петли в экваториальной плоскости наночастицы, что свидетельствует об энергетической предпочтительности экваториального положения петли.



Рис. 2. Зависимость критического несоответствия f_{cr} для наночастиц с внешним радиусом a = 100b: a – от приведенного положения петли z_0/R_0 относительно экваториальной плоскости наночастицы для разных значений внутреннего радиуса a_p/a , при радиусе межфазной поверхности $R_0 = 0.8a$; b – от приведенного радиуса ядра R_0/a для разных значений внутреннего радиуса наночастицы $a_p = 0.4a$ и 0.7a. Штриховые кривые соответствуют наночастицам со сплошным ядром, для которых $a_p/a = 0$.

Из рис. 2b видно, что для каждого фиксированного размера наночастицы существует минимальное значение критического параметра несоответствия $f_{cr, \min}$, ниже которого зарождение дислокации энергетически не выгодно ни при каких соотношениях радиусов ядра и оболочки. Для заданного несоответствия $f > f_{cr, \min}$ существует интервал значений приведенного радиуса ядра, внутри которого зарождение петель дислокации несоответствия энергетически выгодно. Вне этого интервала более предпочтительным становится когерентное состоянии межфазной границы. С возрастанием f этот интервал расширяется. Аналогичные результаты были получены для наночастиц со сплошным ядром [8].

На рис. 2*b* сплошные кривые проходят выше соответствующий пунктирной кривой. Это означает, что полые наночастицы обладают большей устойчивостью к зарождению дислокационных петель, чем сплошные, при любом радиусе полости *a_p*.

Наибольший практический интерес представляют зависимости минимального критического несоответствия системы $f_{cr, \min}$ и критической толщины оболочки $h_{cr} = a \ (1 - \tilde{R}_{0,cr2})$ от приведенного радиуса a_p/a полости внутри ядра (рис. 3). Видно, что критические параметры системы слабо зависят от радиуса полости, пока отношение a_p/a меньше примерно 0.8. Однако при $a_p/a > 0.8$ критические параметры системы резко возрастают. Поэтому наибольшей устойчивостью к зарожде-138

нию дефектов обладают полые наночастицы «ядро-оболочка», у которых отношение внутреннего и внешнего радиусов больше, чем 0.8.



Рис. 3. Зависимость минимального критического несоответствия $f_{cr,min}$ и критической толщины оболочки h_{cr} (при

f = 0.02) от отношения внутреннего и внешнего радиусов наночастицы a_p/a для a = 100b и $z_0 = 0$.

Таким образом, определены критические условия зарождения круговых призматических петель дислокаций несоответствия в наночастицах «ядро-оболочка» со сплошным и полым ядром. Показано, что наиболее предпочтительным местом зарождения таких петель являются экваториальные плоскости наночастиц. Этот вывод хорошо согласуется с экспериментальными наблюдениями дислокаций несоответствия в декаэдрических, икосаэдрических и монокристаллических наночастицах, состоящих из ядер Au и оболочек FePt₃ [9–11]. Анализ условий зарождения петель показал, что минимальное критическое несоответствие и критическая толщина оболочки сильно зависят от отношения a_p/a при $a_p/a > 0.8$. Это свидетельствует о том, что существует возможность изготавливать когерентные (свободные от дислокаций) полые наночастицы, состоящие из тонких кристаллических слоев.

Список литературы

- 1. Y.W. Cao, U. Banin, J. Am. Chem. Soc. 122 (2000) 9692.
- 2. W. Schartl, Nanoscale 2 (2010) 829.
- 3. C. De Mello Donega, Chem. Soc. Rev. 40 (2011) 1512.
- 4. C.M. Song, D.M. Anium, R. Sougrat, et al., J. Mater. Chem. 22 (2012) 25003.
- 5. L.I. Trusov, M.Yu. Tanakov, V.G. Gryaznov, et al., J. Cryst. Growth 114 (1991) 133.
- 6. M.Yu. Gutkin, Int. J. Engng. Sci. 61 (2012) Special Issue, 59.
- A.L. Kolesnikova, M.Yu. Gutkin, S.A. Krasnitckii, A.E. Romanov, Int. J. Solids Struct. 50 (2013) 1839.
- 8. М.Ю. Гуткин, А.Л. Колесникова, С.А. Красницкий, А.Е. Романов, ФТТ 56 (2014) 695.
- 9. Y. Ding, F. Fan, Z. Tian, Z.L. Wang. J. Am. Chem. Soc. 132 (2010) 12480.
- 10. Y. Ding, X. Sun, Z.L. Wang, S. Sun. Appl. Phys. Lett. 100 (2012) 111603.
- 11. N. Bhattarai, G. Casillas, A. Ponce, M. Jose-Yacaman. Surf. Sci. 609 (2013) 161.

КОМПЬЮТЕРНАЯ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ ФРАГМЕНТИРОВАННОЙ СТРУКТУРЫ ПРИ УДАРНОМ НАГРУЖЕНИИ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

Гуткин М.Ю.,^{1,2,3} Ржавцев Е.А.²

¹ Институт проблем машиноведения, Российская Академия Наук, Санкт-Петербург, Россия ² Кафедра Механики и Процессов Управления, Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет, Санкт-Петербург, Россия ³ Кафедра Светодиодных Технологий, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

m.yu.gutkin@gmail.com; egor.rzhavtsev@gmail.com

Изучение механизмов эволюции микроструктуры металлов и сплавов в процессе пластической деформации является одной из фундаментальных задач физики прочности и пластичности. В последнее время особую актуальность приобрела проблема получения материалов с мелким зерном, поскольку такие материалы обладают целым рядом полезных прочностных свойств. На данный момент существует большое количество эффективных методов получения конструкционных металлов и сплавов с размером зерна порядка $10^{-6}-10^{-8}$ м [1], в основе которых лежит процесс деформационного измельчения (фрагментации) структуры материала [2]. Разработано значительное число различных компьютерных и теоретических моделей, описывающих этот процесс, однако есть еще ряд нерешенных вопросов. К числу последних относится выявление основных механизмов фрагментации при ударном нагружении материала.

Цель данной работы – построение компьютерной модели, наглядно демонстрирующей физические механизмы фрагментации при ударных нагрузках.

В работе использовался метод двумерной дислокационно-дисклинационной динамики, который ранее применялся для описания деформационных процессов в условиях квазистатического нагружения [3–7]. Известно, что при прохождении в металлах и сплавах волн сжатия часто формируются полосы сдвига, внутри которых происходит образование удлиненных субзерен [8]. Естественно предположить, что на границах этих субзерен имеются скачки угла разориентировки, которые эффективно описываются как места залегания частичных клиновых дисклинаций [9]. Эти дисклинационные структуры своими упругими полями могут «захватывать» скользящие мимо них дислокации, формируя новые устойчивые дислокационные конфигурации типа оборванных стенок и понижая общую энергию начальной дисклинационной структуры. Формирование подобных стенок представляет собой физический механизм фрагментации удлиненных субзерен.

Моделирование проводилось для различных конфигураций дисклинационных структур с нулевым суммарным вектором Франка [9]: диполей, квадруполей и мультиполей. Расчетная ячейка представляла собой прямоугольное субзерно с размерами 400 × 100 нм и характеристиками алюминиевого сплава Д16. На большом удале-нии от дисклинаций, на линях $x = \pm 200$ нм (предполагаемые границы субзерна), в момент времени t = 0 под действием приложенного сдвигового напряжения τ начиналась генерация краевых дислокаций с векторами Бюргерса $\pm b$, направленными вдоль оси x. Распределение дислокаций вдоль оси y и моменты их появления задавались генератором случайных чисел, а плоскости y = const служили плоскостями скольжения дислокаций. При генерации дислокаций на границе появлялась статичная дислокация противоположного знака. Если в процессе моделирования расстоя-

ние между двумя дислокациями становилось меньше 3*a* (*a* – параметр решетки), то считалось, что дислокации аннигилируют.

Каждая дислокация в представленной модели находится под совместным действием сил, вызванных приложенным сдвиговым напряжением, полями упругих напряжений дисклинаций и остальных дислокаций в рассматриваемой области. Уравнение движения *i*-й дислокации бралось в обычном виде [3]:

$$m\frac{d^{2}x_{i}}{dt^{2}} + \beta\frac{dx_{i}}{dt} = F_{i}, \quad i = 1, 2, \dots, N,$$
(1)

где m – эффективная масса дислокации, x_i – ее координата, β – коэффициент динамического трения, F_i – суммарная сила, действующая на дислокацию, N – общее число дислокаций, сгенерированных за время проведения одного численного эксперимента. Первая производная в этом уравнении учитывает динамическое трение дислокации при ее скольжении в кристаллической решетке.

Рассмотрим сначала самую простую из возможных дисклинационных конфигураций – двухосный диполь мощностью $\omega = 0.1$ с плечом d = 100 нм, расположенный в точке x = 0 (рис.1*a*). Уровень приложенного напряжения τ выберем равным 0.3 ГПа, что соответствует условиям ударных экспериментов [10,11]. Под действием такого напряжения происходит циклическая перестройка дислокационной структуры вблизи дисклинационного диполя, в результате чего из потока скользящих сквозь него дислокаций формируется несколько малоугловых границ наклона.



Рис. 1. Конечная дислокационная структура через 10 нс после нагружения в случае: диполя (*a*), квадруполя (б) и произвольного октуполя дисклинаций (*в*). Рядом со значками дисклинаций проставлена их мощность в радианах; средняя мощность дисклинаций в октуполе равна |0.1|

На рис.1*а* представлена конечная микроструктура, сформировавшаяся в результате этого процесса за 10 нс. Аналогичные изменения дислокационной структуры наблюдались для любой мультипольной конфигурации дисклинаций, в частности, квадрупольной и октупольной (рис.1,б,в). Поскольку в реальных условиях в полосе сдвига должно находиться большое количество исходных неподвижных зернограничных клиновых дисклинаций, скольжение массы краевых дислокаций через такой ансамбль дисклинационных мультиполей должно сопровождаться множественным формированием малоугловых границ наклона. Предполагается, что за время действия импульса сдвиговых напряжений во всех трех рассмотренных выше случаях (по экспериментальным данным [10,11] он составлял 650 нс) произойдет насыщение этих границ краевыми дислокациями, быстрая трансформация малоугловых границ зерен в большеугловые и завершение процесса фрагментации.

Таким образом, в заключении данной статьи можно сформировать следующие основные выводы:

1. Для образования фрагментированной структуры достаточно времени порядка 10 нс, что намного меньше длительности импульса сдвигового нагружения 650 нс в экспериментах [10,11].

2. Полученные модельные дислокационные структуры соответствуют структурам, наблюдавшимся после ударного нагружения [10,11].

3. Внешнее напряжение, при котором сформировались модельные дислокационные структуры, составляет 0.5 ГПа и совпадает с действующим напряжением в экспериментах [10,11].

4. Расположение и количество дисклинаций на границах субзерна оказывают сильное влияние на вид конечной дислокационной структуры.

Список литературы

- 1. Р.З. Валиев, И.В.Александров. Наноструктурные материалы, полученные интенсивной пластической деформацией. М.: Логос, 2000, 272 с.
- 2. В.В. Рыбин. Большие пластические деформации и разрушение металлов. М.: Металлур-гия, 1986, 224 с.
- 3. К.Н. Микаелян, М. Seefeldt, М.Ю. Гуткин и др. ФТТ 45 (2003) 2002.
- 4. S.V. Bobylev, M. Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko. Acta Mater. 52 (2004) 3793
- 5. Г.Ф. Сарафанов, В.Н. Перевезенцев. Письма в ЖТФ 33, 9 (2007) 87.
- 6. Г.Ф. Сарафанов, В.Н. Перевезенцев. Вопросы материаловедения 49, 1 (2007) 5.
- 7. Г.Ф. Сарафанов. ФТТ 50 (2008) 1793.
- 8. H.A. Grebe, H.-R. Pak, M.A. Meyers. Metal. Trans. A 16 (1985) 761.
- 9. В.И. Владимиров, А.Е. Романов. Дисклинации в кристаллах. Л.: Наука, 1986, 224 с.
- Ю.И. Мещеряков, А.К. Диваков, С.А. Атрошенко и др. Письма в ЖТФ 36, 24 (2010) 17.
- 11. Ю.И. Мещеряков, А.К. Диваков, Н.И. Жигачева и др. Mater. Phys. Mech. 11 (2011) 23.

ЗАДАЧА ГИЛЬБЕРТА-ПРИВАЛОВА В МЕХАНИКЕ РАЗРУШЕНИЯ

Даль Ю.М., Морщинина А.А., Морщинина Д.А.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия, y.dal@spbu.ru, a.morshchinina@spbu.ru, d.morshchinina@spbu.ru

1. Введение. Как известно, значение компонент упругих напряжений и перемещений в теле с трещинами иногда удается выразить посредством одной регулярной функции комплексного переменного z = x + iy. Впервые такое решение было получено Вестергардом [1], рассмотревшим задачу о двуосном растяжении плоскости, ослабленной бесконечным числом прямолинейных разрезов. Позднее, в монографии [2] было указано на связь функции Вестергарда Z(z) с двумя комплексными потенциалами Г. В. Колосова [3]

$$\Phi(z) = \frac{1}{2}Z(z) \quad \text{w} \quad \Psi(z) = -\frac{z}{2}Z'(z). \tag{1.1}$$

Следует подчеркнуть, что соотношение (1.1) далеко не полностью охватывает круг задач механики квазихрупкого разрушения. Так, до сих пор остаются неясными три основных вопроса:

1. Когда вместо двух функций $\Phi(z)$ и $\Psi(z)$ можно обойтись одной функцией $Z(z) = 2\Phi(z)$?

2. Каким теоретическим методом следует её находить?

3. Какие ограничения налагаются при этом на граничные условия и конфигурацию упругого тела?

Ниже излагается способ, позволяющий свести проблему механики трещин к математической задаче Гильберта-Привалова для функции $\Phi(z)$ и получить, тем самым, ответ на вопросы 1–3.

2. Общие формулы плоской теории упругости. Рассмотрим в плоскости *ху* сечение *S* упругого тела с трещинами, находящегося в условиях плоской деформации или обобщенного плоского напряженного состояния [4]. Предположим, что на контуре γ области *S* и трещинах l_i (i = 1, 2, ... n) заданы внешние самоуравновешенные усилия (рис. 1).

Согласно [3], компоненты напряжения σ_{xx} , σ_{yy} , σ_{xy} в *S* удовлетворяют соотношениям

$$\begin{cases} \sigma_{yy} + \sigma_{xx} = 2 \Big[\Phi(z) + \overline{\Phi(z)} \Big], \\ \sigma_{yy} - \sigma_{xx} + 2i\sigma_{xy} = 2 \Big[\overline{z} \Phi'(z) + \Psi(z) \Big], \end{cases}$$
(2.1)

или

$$\begin{cases} \sigma_{yy} + \sigma_{xx} = 2 \left[\Phi(z) + \overline{\Phi(z)} \right], \\ \sigma_{yy} - \sigma_{xx} + 2i\sigma_{xy} = 2 \left[2x\Phi'(z) + \Psi_1(z) \right], \end{cases}$$
(2.2)

$$\left\{\sigma_{yy} + \sigma_{xx} = 2\left[\Phi(z) + \overline{\Phi(z)}\right],$$
(2.3)

$$\sigma_{yy} - \sigma_{xx} + 2i\sigma_{xy} = 2\left[-2iy\Phi'(z) + \Psi_2(z)\right],$$

где $\Psi_1(z) = \Psi(z) - z\Phi'(z), \ \Psi_2(z) = \Psi(z) + z\Phi'(z).$ (2.4)

143


Здесь верхнее равенство является интегралом уравнения неразрывности, тогда как нижнее – интегралами дифференциальных уравнений равновесия [5, 6].

В случае бесконечной области S функции $\Phi(z)$ и $\Psi(z)$ при |z| >> 1 имеют вид:

$$\Phi(z) = \Gamma + \Phi_0(z), \ \Psi_2(z) = \mathbf{A} + \Phi_0(z), \tag{2.5}$$

где
$$\Gamma = \frac{\sigma_{xx}^{\infty} + \sigma_{yy}^{\infty}}{4} = const, \quad A = \frac{\sigma_{yy}^{\infty} - \sigma_{xx}^{\infty}}{2} + i\sigma_{xy}^{\infty} = const$$
 (2.6)

$$\Phi_0(z) = o\left(\frac{1}{z^2}\right)$$
 и $\Psi_0(z) = o\left(\frac{1}{z^2}\right)$ – регулярные функции (2.7)

Очевидно

$$\lim_{z \to \infty} \overline{z} \Phi'(z) = \lim_{x \to \infty} x \Phi'(z) = \lim_{y \to 0} y \Phi'(z) = 0.$$
(2.8)

Учитывая (2.8), из уравнений $(2.2)_2$ и $(2.3)_2$, получаем

$$\lim_{z \to \infty} \Psi(z) = \lim_{x \to \infty} \Psi_1(z) = \lim_{y \to \infty} \Psi_2(z) = A.$$
(2.9)

Таким образом, в случае бесконечной области *S* в формулах (2.1) – (2.3) функции $\Psi(z)$, $\Psi_1(z)$ и $\Psi_2(z)$ оказываются связанными между собой условиями (2.9). Последние будут выполнены, когда

$$\Psi_1(z) = \Psi_2(z) = A = const.$$
 (2.10)

Полагая, к примеру, в (2.3) функцию $\Psi_2(z) = A$, находим

$$\sigma_{xx} = 2 \operatorname{Re} \Phi(z) - 2y \operatorname{Im} \Phi'(z) - \operatorname{Re} A,$$

$$\sigma_{yy} = 2 \operatorname{Re} \Phi(z) + 2y \operatorname{Im} \Phi'(z) + \operatorname{Re} A,$$

$$\sigma_{yy} = -2 \operatorname{Re} \Phi'(z) + \operatorname{Im} A.$$
(2.11)₂

где ReA = $(\sigma_{yy}^{\infty} - \sigma_{xx}^{\infty})/2$, ImA = σ_{xy} .

Если $\sigma_{xx}^{\infty} = \sigma_{yy}^{\infty}$, $\sigma_{xy}^{\infty} = 0$, то $A \equiv 0$, и соотношения (2.11) преобразуются в формулы Вестергарда.

3. Математическая теория трещин. Рассмотрим плоскость xy, ослабленную на оси абсцисс бесконечным числом равноудаленных друг от друга трещин $a_k b_k$ ($k = 0, \pm 1, \pm 2, ...$) постоянной длины 2a. Обозначим через l – расстояние между центрами смежных трещин. Предположим далее, что на противоположных бере-

гах трещин в точках $x_k = \xi + kl$, где $|\xi| < a$ приложены сосредоточенные силы P, направленные по нормали к оси абсцисс. Напряжения на бесконечности считаем отсутствующим ($\sigma_{xx}^{\infty} = \sigma_{yy}^{\infty} = \sigma_{xy}^{\infty} = 0$).

Тогда, в соответствии с (2.10), имеем

$$\Psi_2(z) = 0. \tag{3.1}$$

Граничное условие для $\Phi(z)$ будет

$$\sigma_{yy}^{\pm}(x) = -P \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta(\xi + kl - x), \qquad (3.2)$$

где $\delta(\xi + kl - x)$ – дельта-функция Дирака; индексами (⁺) и (⁻) обозначены соответственно верхние и нижние берега трещин.

На основании формулы $(2.11)_2$ перепишем равенство (3.2) в форме граничного условия задачи Гильберта-Привалова для функции $\Phi(z)$:

$$\Phi^{+}(x) + \Phi^{-}(x) = -P \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta(\xi + kl - x).$$

Её решение имеет вид

$$\Phi(z) = \frac{P}{2l} \frac{\sqrt{\sin^2 \frac{\pi a}{l} - \sin^2 \frac{\pi \xi}{l}}}{tg \frac{\pi (z - \xi)}{l} \sqrt{\sin^2 \frac{\pi z}{l} - \sin^2 \frac{\pi a}{l}}}$$

Откуда при $\xi = 0$ и $l \rightarrow \infty$ находим (с точностью до малых первого порядка)

$$\Phi(z) = \frac{Pa}{2\pi z \sqrt{z^2 - a^2}},\tag{3.3}$$

что соответствует случаю одной трещины, берега которой загружены в точке x = 0 сосредоточенными силами P.

Если $|z| \ll a$, то (3.3) преобразуется к виду

$$\Phi(z) = -\frac{P}{2\pi i z}.$$
(3.4)

Выражения (3.4) и (3.1) являются решением задачи об упругой полуплоскости, загруженной на прямолинейной границе сжимающей силой *P*.

- 1. Westergaard Y. M. Bearing pressures and cracks. Journal Applied Mechanics. 1939. V.6, №2, p. 49–53.
- 2. Мусхелишвили Н. И. Некоторые основные задачи математической теории упругости. 1966. М.: Наука, 707 с.
- 3. Колосов Г. В. Применение комплексной переменной к теории упругости. Л.–М.: ОНТИ. 1935. 215 с.
- 4. Новожилов В. В. Теория упругости. 1958. Л.: Судпромгиз. 370 с.
- Даль Ю. М. О соотношениях Г. В. Колосова в плоской теории упругости // Вестник СПбГУ. 2007. Сер.1. Вып. 3. (К 75-летию академика Н. Ф. Морозова) С. 11–14.
- Даль Ю. М. О формулах Г. В. Колосова в теории трещин // Вестник СПбГУ. 2014. Сер.1. Вып. 2. С. 20–26.
- 7. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Методы теории функций комплексного переменного. Изд-е 4-е, 1973. М. : Наука. 736 с.

ТЕРМОУПРУГИЕ ЗАДАЧИ ДЛЯ СФЕРЫ

Даль Ю.М., Морщинина А.А., Морщинина Д.А.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия, y.dal@spbu.ru, a.morshchinina@spbu.ru, d.morshchinina@spbu.ru

Рассмотрим сферу, на внутренней и внешней поверхности которой действует давление P_1 и P_2 соответственно, а также поддерживается температура T_1 и T_2 . При этом внутреннее давление возникает в результате расширения шара, плотно прилегающего к внутренней поверхности сферы.

Введем сферическую систему координат $r \theta \varphi$ с началом в центре сферы. Так как деформация сферы является центрально симметричной, тогда перемещение u = u(r).

1. Определим давление, возникающее в результате расширения шара (P_1) . Согласно [1] для сферы, находящейся под действием внутреннего (p_1) и внешнего (p_2) давления

$$u(r) = ar + \frac{b}{r^2},\tag{1}$$

где
$$a = \frac{p_1 r_1^3 - p_2 r_2^3}{r_2^3 - r_1^3} \frac{1 - 2v_1}{E_1}, \ b = \frac{r_1^3 r_2^3 (p_1 - p_2)}{r_2^3 - r_1^3} \frac{1 + v_1}{2E_1}.$$
 (2)

Здесь r_1 — внутренний радиус сферы, r_2 — внешний радиус сферы, v_1 — коэффициент Пуассона, E_1 — модуль Юнга.

Полагая в выражениях (2) $r_1 = 0$, $r_2 = R_1$, $p_1 = 0$, $p_2 = -P_1$, из (1) получаем

$$P_1 = \frac{Eu}{\left(1 - 2\nu\right)R_1} \,. \tag{3}$$

2. Рассмотрим теперь напряженно-деформированное состояние сферы с внутренним радиусом R_1 и внешним радиусом R_2 (рис. 1).



Рис. 1

Перемещение u(r) определяется из уравнения Дюгамеля-Неймана:

$$\Delta u + \frac{1}{1 - 2v_2} \operatorname{grad} \operatorname{div} u = \frac{2(1 + v_2)}{1 - 2v_2} \operatorname{grad}(\alpha t), \tag{4}$$

где v_2 – коэффициент Пуассона, α – коэффициент линейного теплового расширения, t – температура.

Тепловое состояние сферы стационарно: t = t(r). Согласно [2], $\alpha t = \nabla^2 \omega$. $\omega = \frac{\alpha C}{4}r^2 - \frac{\alpha K}{2}r$, где $C = \frac{T_2R_2 - T_1R_1}{R_2 - R_1}R_1R_2$, $K = \frac{T_2 - T_1}{R_2 - R_1}R_1R_2$.

Тогда выражение (4) преобразуется к виду

grad div
$$u - \frac{1 - 2v_2}{2(1 - v_2)}$$
 rot rot $u = \frac{1 + v_2}{1 - v_2}$ grad $\left[\frac{3\alpha C}{2} - \frac{\alpha K}{r}\right]$. (5)

или

grad div
$$u = \frac{1+v_2}{1-v_2} \cdot \frac{\alpha K}{r^2}$$
. (6)

Отсюда

$$u(r) = -\frac{1+v_2}{1-v_2} \cdot \frac{\alpha K}{2} + \frac{D_1}{3}r + \frac{D_2}{r^2},$$
(7)

где D_1 , D_2 – произвольные постоянные интегрирования. После соответствующих преобразований выводим

$$\sigma_{rr} = -\frac{E_2 v_2 \alpha K}{(1 - 2v_2)(1 - v_2)r} + \frac{E_2}{3(1 - 2v_2)} D_1 - \frac{2E_2}{1 + v_2} \cdot \frac{D_2}{r^3},$$

$$\sigma_{\theta\theta} = \sigma_{\varphi\phi} = -\frac{E_2}{2(1 - 2v_2)(1 - v_2)} \cdot \frac{\alpha K}{r} + \frac{E_2}{3(1 - 2v_2)} D_1 + \frac{E_2}{(1 + v_2)} \cdot \frac{D_2}{r^3}.$$
(8)

Принимая во внимание граничные условия $\sigma_{rr}(R_1) = -P_1$, $\sigma_{rr}(R_2) = -P_2$ определим произвольные постоянные интегрирования:

$$D_{1} = \frac{3(1-2\nu_{2})}{E_{2}} \frac{\left(P_{1}R_{1}^{3}-P_{2}R_{2}^{3}\right)}{\left(R_{2}^{3}-R_{1}^{3}\right)} + \frac{3\nu_{2}\alpha K\left(R_{2}^{2}-R_{1}^{2}\right)}{(1-\nu_{2})\left(R_{2}^{3}-R_{1}^{3}\right)},$$

$$D_{2} = \frac{\left(P_{1}-P_{2}\right)\left(1+\nu_{2}\right)R_{1}^{3}R_{2}^{3}}{2E_{2}\left(R_{2}^{3}-R_{1}^{3}\right)} - \frac{\nu_{2}\alpha K\left(1+\nu_{2}\right)\left(R_{2}-R_{1}\right)R_{1}^{2}R_{2}^{2}}{2\left(1-2\nu_{2}\right)\left(1-\nu_{2}\right)\left(R_{2}^{3}-R_{1}^{3}\right)}.$$
(9)

Внося (9) в соотношения (8), выводим

1

$$\sigma_{rr} = \frac{P_{1}R_{1}^{3} - P_{2}R_{2}^{3}}{R_{2}^{3} - R_{1}^{3}} - \frac{(P_{1} - P_{2})R_{1}^{3}R_{2}^{3}}{(R_{2}^{3} - R_{1}^{3})r^{3}} - \frac{Ev_{2}\alpha K}{(1 - 2v_{2})(1 - v_{2})} \left[\frac{1}{r} - \frac{R_{2}^{2} - R_{1}^{2}}{R_{2}^{3} - R_{1}^{3}} - \frac{(R_{2} - R_{1})R_{1}^{2}R_{2}^{2}}{(R_{2}^{3} - R_{1}^{3})r^{3}}\right],$$

$$\sigma_{\theta\theta} = \sigma_{\phi\phi} = \frac{P_{1}R_{1}^{3} - P_{2}R_{2}^{3}}{R_{2}^{3} - R_{1}^{3}} + \frac{(P_{1} - P_{2})R_{1}^{3}R_{2}^{3}}{2(R_{2}^{3} - R_{1}^{3})r^{3}} - \frac{Ev_{2}\alpha K}{(1 - 2v_{2})(1 - v_{2})} \left[\frac{1}{2r} - \frac{v_{2}(R_{2}^{2} - R_{1}^{2})}{R_{2}^{3} - R_{1}^{3}} + \frac{v_{2}(R_{2} - R_{1})R_{1}^{2}R_{2}^{2}}{2(R_{2}^{3} - R_{1}^{3})r^{3}}\right].$$

Рассмотрим случай, когда $P_1 = P_2 = 0$. Тогда произвольные постоянные интегрирования имеют вид

$$D_{1} = -\frac{3\nu\alpha K (R_{2} - R_{1})R_{2}^{2}}{(1 - \nu)(R_{2}^{3} - R_{1}^{3})R_{1}} + \frac{3\nu\alpha K}{(1 - \nu)R_{1}},$$

$$D_{2} = -\frac{\nu\alpha K (1 + \nu)(R_{2} - R_{1})R_{1}^{2}R_{2}^{2}}{2(1 - 2\nu)(1 - \nu)(R_{2}^{3} - R_{1}^{3})}.$$

Отсюда

$$\sigma_{rr} = -\frac{E\nu\alpha K}{(1-2\nu)(1-\nu)} \left[\frac{1}{r} - \frac{R_2^2 - R_1^2}{R_2^3 - R_1^3} - \frac{(R_2 - R_1)R_1^2 R_2^2}{(R_2^3 - R_1^3)r^3} \right],$$
(10)

$$\sigma_{\theta\theta} = \sigma_{\varphi\varphi} = -\frac{E\alpha K}{(1-2\nu)(1-\nu)} \left[\frac{1}{2r} - \frac{\nu \left(R_2^2 - R_1^2\right)}{R_2^3 - R_1^3} + \frac{\nu \left(R_2 - R_1\right)R_1^2 R_2^2}{2\left(R_2^3 - R_1^3\right)r^3} \right].$$
(11)

Построим графики напряжений, определяемых формулами (10), (11) (рис. 2, 3). Для этого примем $R_1 = 5 \text{ см}$, $R_2 = 10 \text{ см}$, $T_1 = 1000 \ ^{o}C$, $T_2 = 0 \ ^{o}C$, E = 350 ГПа, $\nu = 0,3$, $\alpha = 4,3*10^{-6} \text{ м/m} \ ^{o}C$ (характеристики вольфрама).



- 1. Ландау Л.Д, Лифшиц Е.М. Теория упругости. Москва: Наука 1987. 246 с.
- 2. Папкович П. Ф. Теория упругости, ОБОРОНГИЗ 1939. 641 с.

БИОСОВМЕСТИМОСТЬ ИМПЛАНТАТОВ ИЗ СПЛАВА TiNi: РОЛЬ НАПРЯЖЕНИЙ И ИХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ

Данилов А.Н., Разов А.И.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия razov@smel.math.spbu.ru

Применение в медицине сплавов с эффектом памяти формы на основе TiNi определило качественно новый этап ее развития в последние два десятилетия. Уникальные свойства этих материалов – высокая удельная прочность, коррозионная стойкость, термомеханическая память, хорошая биологическая совместимость, позволили осуществить прорыв в решении ряда лечебных задач, вызывавших трудности при использовании традиционных подходов. Одним из ярких примеров сказанного являются стенты, которые позволили решить проблему восстановления проходимости сосудов с относительно небольшими диаметрами. Важным преимуществом стентов из сплавов NiTi перед другими металлическими стентами является их способность самопроизвольно раскрываться после доставки в место установки. Это позволяет избежать баллонного расширения сосуда, которое выполняется при давлениях на два порядка превосходящих нормальное физиологическое давление, вызывает острую начальную травму стенок сосуда и связанный с ней воспалительный процесс.

Однако, несмотря на указанные преимущества, стентам из сплавов NiTi присущ общий для всех стентов недостаток – через некоторое время после их установки может наблюдаться повторное сужение сосуда – рестеноз. Основной причиной рестеноза после установки стентов является развитие гиперплазии интимы – чрезмерное разрастания мышечной ткани стенок сосуда в ответ на асептическое воспаление сосудистой стенки и/или присутствие инородного тела. Экспериментальные исследования и математические модели процессов стентирования ясно указывают на механическое взаимодействие между стентом и сосудом, как на одну из значительных причин, активирующих механизмы рестеноза. На важную роль механических напряжений в формировании и гиперплазии неоинтимы указывают результаты ряда других исследований. Например, показано, что изменение сдвиговых напряжений, возникающих в сосудах под влиянием потока крови, действует на механосенсоры клеток эндотелия, вызывая изменения их функций. Вместе с тем, как показали исследования, проведенные российскими специалистами в области сплавов с памятью формы совместно с финскими биологами, на развитие клеток, способствуя или препятствуя ему, оказывают сильное влияние напряжения, обусловленные структурнофазовым состоянием материала [1,2]. Результаты этих исследований указывают на принципиальную возможность использования структурно-фазового состояния поверхности имплантата из сплавов NiTi в качестве независимого инструмента для компенсации негативного влияния макронапряжений, возникающих после его установки, на клетки эндотелия. Такой же подход может быть использован при решении проблем, возникающих при использовании и других имплантатов из сплава NiTi, особенно, сильнонапряженных, таких, как устройства для остеосинтеза.

В связи с вышесказанным методы экспериментального определения напряжений, возникающих в имплантируемых конструкциях из сплава NiTi, представляют значительный интерес. Разработке и апробации такого метода, основанного на рентгенографических исследованиях, и посвящена эта работа.

Возникающие в конструкции макронапряжения обычно определяют с помощью рентгеновского sin² ψ-метода. Точность определения напряжений зависит от точности измерения межплоскостных расстояний. Как показывает анализ систематических погрешностей определения межплоскостных расстояний, почти все они зависят от угла дифракции θ и стремятся к нулю при $\theta = 90^{\circ}$. По ряду причин измерить межплоскостное расстояние, соответствующее этому углу невозможно. Поэтому на практике ограничиваются использованием отражений в интервале углов $\theta >$ 60°. Однако и здесь наличие текстуры в полуфабрикатах сплавов NiTi часто делает невозможным получение достаточно интенсивных отражений в интервале углов $\theta >$ 60° , пригодных для использования $\sin^2 \psi$ -метода. К этому следует добавить сложности получения интенсивных отражений, связанные с необходимостью использовать рентгеновские пучки ограниченных размеров (с диаметрами проекции ≤ 1 мм) для соблюдения условий фокусировки при исследовании криволинейных поверхностей медицинских конструкций. Возникающая вследствие этого проблема точности определения деформаций решетки и связанных с ней напряжений аналогична проблеме прецизионного определения параметров кристаллической решетки материалов, известный подход к решению которой состоит в экспериментальном определении нескольких значений параметра по отдельным отражениям при различных углах дифракции, с последующей экстраполяцией к $\theta = 90^{\circ}$. В качестве экстраполяционной функции при этом используют функцию Нельсона-Райли $\xi(\theta) = 1/2(\cos^2\theta/\sin\theta + 1)$ $\cos^2\theta/\theta$), которая практически линейна в области углов $\theta > 30^\circ$. Аналогичный подход с учетом полей случайных ошибок представляется приемлемым и для прецизионного определения деформаций решетки путем экстраполяции зависимости $\varepsilon = f(\xi) \kappa \theta =$ 90°. Изучение возможности применения такого подхода к определению действующих на поверхности имплантируемых конструкций из сплавов никель-титан напряжений было непосредственной целью представленной работы.

Разработку метода и его проверку проводили на двух сплавах – Ni₅₀₀Ti₅₀₀ (сплав I) и Ni_{50 7}Ti_{49 3} (сплав II). Сплав I при комнатной температуре находился в однофазном мартенситном состоянии, сплав II – в аустенитном состоянии. Проверку достоверности получаемой информации и оценку точности определения напряжений осуществляли на образцах, деформируемых растяжением в специальной приставке к гониометру рентгеновского дифрактометра ДРОН-2.0 под рентгеновским пучком. Все эксперименты проводили при комнатной температуре. Использовали образцы с длиной рабочей части 10 мм, шириной 0.9-1.1 мм и толщиной 0.3 мм. Изготовленные образцы подвергали отжигу в атмосфере аргона при температуре 1023 К в течение 30 минут. Съемку проводили в CuK_a излучении. Межплоскостные расстояния *d*_{oi}, рассчитанные по отражениям от исходных образцов в интервале углов $30^{\circ} < \theta < 90^{\circ}$, использовались затем при расчете деформаций кристаллической решетки как межплоскостные расстояния в ненапряженном состоянии. Для повышения точности определения межплоскостных расстояний на поверхность образцов наносили тонкий слой отожженного порошка вольфрама, период решетки которого был известен с высокой точностью. Деформация создавалась подвешиваемым грузом. Из полученных рентгенограмм напряженных образцов определяли ряд межплоскостных расстояний d_i , которые вместе с расстояниями d_{oi} в ненапряженном образце использовали для расчета деформаций. Построение зависимостей $\varepsilon_i = f(\xi_i)$ и подбор соответствующих им математических функций вида $\varepsilon = k\xi + (\varepsilon)_{\perp}$, где k – константа, $(\varepsilon)_{\perp}$ – деформация решетки при $\theta = 90^{\circ}$, проводили методом наименьших квадратов. Сумму главных напряжений определяли как ($\sigma_1 + \sigma_2$) = - (E/ν) (ϵ). В расчетах использовали следующие значения модуля Юнга (E) и коэффициента Пуассона (v): E_M = 4.1×10^4 МПа и E_A = 7×10^4 МПа для мартенсита и аустенита, соответственно, и ν = 0.33 для обеих фаз.

Проверку применимости разработанного подхода к определению величины напряжений на поверхности реальных имплантируемых конструкций проводили на кольцевом фиксаторе для остеосинтеза, изготовленном из сплава II. Фиксатор представлял собой разрезанное кольцо с внутренним диаметром 22.5 мм, изготовленное из пластины толщиной 1.5 мм и шириной 2.5 мм. Напряженное состояние фиксатора создавали путем его установки (после охлаждения ниже температуры конца прямого мартенситного превращения и раскрытия) на оправки диаметрами 25 и 30 мм, имитировавших кость, и в этом состоянии проводили рентгеновскую съемку. Сравнение экспериментально найденных напряжений проводили с теоретически рассчитанными окружными напряжениями в наружном слое пластины с аналогичными геометрическими параметрами при ее прямом поперечном изгибе. Эти напряжения рассчитывали по формуле: $\sigma = 3q(l/h)^2/4b$, где l – длина, b – ширина и h – толщина соответствовали геометрическим параметрам пластины полуфабриката, из которой был изготовлен имплантат, q – величина распределенной силы. Величину распределенной силы рассчитывали из величины прогиба, за которую принимали разницу в кривизне кольца в свободном состоянии и на оправке. Модуль упругости образца в двухфазном состоянии рассчитывали по формуле, учитывающей парциальный вклад фаз: Е $= \gamma_a E_a + \gamma_m E_m$, где γ_a и γ_m – объемные доли аустенита и мартенсита соответственно, а *E_a* и *E_m* – их модули упругости.

Проведенный анализ показал, что применение рентгеновского метода экстраполяции с использованием функции Нельсона–Райли позволяет получать достоверные данные об уровне напряжений в медицинских конструкциях из сплавов никельтитан. Важно отметить, что использованные для изготовления образцов и имплантата полуфабрикаты из сплавов никель-титан обладали текстурой, что приводило к низкой интенсивности отражений при углах $\theta > 60^\circ$, являвшейся препятствием для использования $\sin^2 \psi$ -метода. Это дает возможность рассматривать предлагаемый метод, как единственную возможность для оценки напряженного состояния реальных медицинских конструкций из текстурированных полуфабрикатов сплавов никельтитан.

Преимуществами предлагаемого подхода к оценке напряженного состояния таких конструкций являются: увеличение числа используемых рентгеновских отражений за счет расширения диапазона углов дифракции, в котором функция Нельсона-Райли сохраняет линейность, возможность использовать относительно слабые рентгеновские отражения, возможность применения при расчете напряжений средних значений модуля Юнга и коэффициента Пуассона, определенных механическими испытаниями.

Предлагаемый метод может стать эффективным инструментом контроля напряжений в медицинских конструкциях на стадии их разработки и освоения в клинической практике.

- Kapanen, A., Danilov, A., Lehenkari, P., Ryhänen, J., Jämsä, T., Tuukkanen, J. Effect of metal alloy surface stresses on the viability of ROS-17/2.8 osteoblastic cells // Biomaterials. 2002. V. 23, N 17, P. 3733-3740.
- Danilov A., Muhonen V., Tuukkanen J. and Jämsä T. Role of phase stress in variations of cell behavior on NiTi. Materials Science Forum, 2013. V. 738-739. P. 326-331.

ОСОБЕННОСТИ ДЕФОРМАЦИОННОГО ПОВЕДЕНИЯ СПИРАЛЕЙ ИЗ СПЛАВА CuZn18Al7 В ПРОЦЕССЕ РАЗВИТИЯ ЭФФЕКТА ПАМЯТИ ФОРМЫ

Журбенко П.Н., Затульский Г.З.*, Носковец А.А.**, Вьюненко Ю.Н.***

ЗАО «Пролетарий», г. Сураж

*Физико-технологический институт металлов и сплавов НАН Украины, Киев ** ЗАО «Лонас технология», Санкт-Петербург ***СПбГУ, Санкт-Петербург vjunenko@smel.math.spbu.ru



ратурную зависимость α.

Спирали (рис.1), изготовленные из сплава с эффектом памяти формы, проявляют уникальные деформационные свойства. Высота спиральной конструкции (рис.2) может изменяться на 100 % и более [1]. Обусловлено это процессами формовосстановления в интервале температур обратного мартенситного превращения во время нагрева. Одновременно с изменением h происходит вращательное движение спирального образца. В результате наблюдается сдвиг верхнего витка спирали относительно фиксированного основания. Смещение происходит поворотом вокруг оси Z. Температурная зависимость угла закручивания α приведена на рис.3. Однако присутствие нагрузки, препятствующей деформационным процессам эффекта памяти формы в восстановлении высокотемпературной формы спирали, принципиально меняет темпе-



ис.2. Изменение высоты спирали в результате ЭПФ



витка спирали от температуры

Для проведенных исследований спиральные образцы были изготовлены из проволоки сплава CuZn18Al7. Диаметр проволоки равен 4 мм, высота спирали в состоянии плотного прилегания витков составляла от 42 до 48 мм. Внешний диаметр спирального цилиндра был равен ~ 20 мм. Для стабилизации температурных интервалов превращения образцы термоциклировали с переходом из низкотемпературного фазового состояния в высокотемпературное и обратно 3 раза. Скорость изменения температуры в процессе нагрева спирали поддерживали равной 1 К/мин. Испытания образца в присутствии внешней нагрузки чередовали с термоциклами в разгруженном состоянии.

На рис. 4 показаны температурные зависимости *h* и α при термоциклировании под воздействием разных нагрузок.



Рис. 4. Поведение спирали в условиях действия сжимающих усилий 8,0 (*a*), 15,4 (*б*), 23,8 (*в*) и 29,4 H (*г*)

В отличие от графика, приведенного на рис.3, когда во время нагрева наблюдали монотонное одностороннее изменение α (с ростом *h* спираль закручивалась против часовой стрелки), угол поворота менялся немонотонно. Уже при минимальной нагрузке, порядка 8 H (рис.4а), начальное вращение происходит по часовой стрелке в температурном интервале от 310 до 320К. И лишь с началом роста h вращение верхнего витка меняет свое направление на противоположное. При охлаждении также обнаруживаем минимум на температурной зависимости α при 304К.

При повышении нагрузки до 15,4Н качественно картина не меняется, но угол поворота по часовой стрелке превысил 10° (рис.46). Кроме этого, после охлаждения высота спирали стала меньше, т.к. под воздействием данной нагрузки витки стали плотно прилегать друг к другу.

Повышение силы противодействия процессам ЭПФ до 23,8Н заметно изменило температуру начала вращения по часовой стрелке. Это движение началось при температуре 305К. Одновременно с поворотом было отмечено уменьшение h на 1,5 мм к 317К. В этом случае рост высоты спирали начинался медленнее. При этом некоторое время продолжалось вращение по часовой стрелке. Таким образом, закручивание спирали (вращение против часовой стрелки) началось при более высокой температуре (326K).

Усилие в 29,4Н привело к разрушению спирали. После поворота на 17° по часовой стрелке в интервале от 305 до 321К, с началом роста h и противоположного вращения, произошло разрушение образца. Температура в момент разрушения достигла 330К.



Рис. 5. Изменение α от времени при разных режимах нагрева.

Помимо большого силового влияния на температурную зависимость угла поворота α обнаружено, что вращательные процессы могут заметно зависеть от скорости нагрева спирали. На рис.5 показано временная зависимость угла α при скорости нагрева 1 К/мин под действием нагрузки, равной ~ 10Н (кривая 1). На 30-й минуте, т.е. при температуре порядка 325 К меняется направление вращения. При этом максимальный поворот по часовой стрелке достиг 7°. Если же образец поместить в термо-

стат, разогретый до 363К, то временная зависимость α соответствует кривой 2 на рис.5. Вращение по часовой стрелке достигает отметки 2° на 4-й минуте.

Для анализа возможных причин столь существенного различия в поведении спирального образца исследовали эволюция температурного поля по сечению проволоки. В рамках математической модели механизма остаточных напряжений проведены расчеты изменения распределения температуры вдоль радиуса при нагреве материала проволоки с поверхности. Вычисления показали, что при медленном нагреве (1 К/мин) гетерофазное состояние материала, возникающее на поверхности, постепенно охватывает весь объем изделия.

При помещении проволоки в изотермические условия с температурой, превышающей Ак (температура окончания обратного мартенситного превращения) на 40К, зона гетерофазного состояния материала представляет узкий слой (толщиной 0,05R), который, зарождаясь на поверхности, быстро продвигается к центру цилиндра. Лишь на расстоянии четверти радиуса R от поверхности этот слой начинает расширяться. Вследствие этого центральная часть цилиндр становится гетерофазной, когда от внешней границы зоны до поверхности равно 0,6R.

Учитывая значительное влияние гетерофазности материала на его механические свойства, можно предполагать, что обнаруженное различие поведения спирали обусловлено отсутствием обширной зоны двухфазного состава в приповерхностных слоях при нагреве в изотермических условиях.

- Вьюненко Ю.Н., Затульский Г.З. Деформационное поведение спирали из сплава CuZnAl вблизи температур мартенситных превращений. // XVII Петербургские чтения по проблемам прочности. (Санкт-Петербург, 10-12 апреля 2007 г): сб. материалов. – Ч. II. - Санкт-Петербург, 2007. - 237-240.
- 2. Вьюненко Ю.Н. Механизм эффекта памяти формы, обусловленный эволюцией поля остаточных напряжений. Материаловедение, 2003, №12, С. 2-6.

ДЕФОРМИРОВАНИЕ И РАЗРУШЕНИЕ КОЛЬЦЕВЫХ ОБРАЗЦОВ МАГНИТНО-ИМПУЛЬСНЫМ МЕТОДОМ.

Зайченко О.К., Лукин А.А., Морозов В.А.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия <u>v.morozov@spbu.ru</u>

В настоящей работе разработаны две модификации подхода к деформированию и разрушению тонких кольцевых металлических образцов из алюминия и меди на основе магнитно-импульсного метода. Модификации реализованы на базе генератора коротких высоковольтных импульсов ГКВИ-300, обеспечивающего формирование электрических напряжений с амплитудами 30-300 кВ.

Схема нагружения кольцевых образцов показана на рис.1 *а*. Ток, проходящий по катушке, на которой коаксиально располагается образец, наводит в нем индукционный ток, а взаимодействие этих токов порождает силу отталкивания между соленоидом и кольцом (рис. 1 δ).



Рис. 1. Схема нагружения образца (*a*), где *q* – нагрузка, σ – растягивающее напряжение), и схема расчета силы, действующей на кольцо (*б*).

Электрические блок-схемы установок приведены на рис. 2.



Рис. 2. Блок-схемы установок при воздействии синусоидальной электромагнитной нагрузки с периодом $T = 5.5 \ \mu s$ (*a*) и $T = 1 \ \mu s$ (б): AT – автотрансформатор; REC – выпрямитель; IT – импульсный трансформатор; FL – формирующая линия; ED – выходное устройство; HVW – высоковольтный электрод; R_{ch} – зарядное сопротивление;

С – конденсатор; S – разрядник; RC – пояс Роговского; L – катушка (соленоид без сердечника); Sample - образец (металлическое кольцо); PD – фотодиод; OSC – осциллограф

При испытании кольцевых образцов с периодом синусоидального тока $T = 5,5 \,\mu s$ (рис.2 *a*) заряд конденсатора (*C*) осуществлялся от выпрямительного устройства (*REC*) с регулируемым напряжением от 12 до 24 kV. Далее производился разряд конденсатора (*C*) через катушку (*L*) с помощью высоковольтного разрядника (*S*).

Катушка изготовлена из медного провода диаметром 1mm, имеет 5 витков, диаметр катушки 25 mm. Ток, проходящий через катушку, измерялся поясом Роговского (*RC*) и отображался на цифровом осциллографе (*OSC*), информация с которого записывалась на электронном носителе. При разрыве кольца (*Sample*), коаксиально закрепленного на середине катушки (*L*), возникала искра, которая позволяла с помощью фотодиода (*PD*) фиксировать момент разрушения образца.

Блок-схема установки, применявшейся при испытании образцов с периодом колебаний тока $T = 1 \mu s$, приведена на рис. 26. С помощью импульсного трансформатора (*IT*) напряжение синусоидального сигнала повышалось в 10 раз по сравнению с вышеописанным случаем и через формирующую линию (*FL*) и выходное устройство (*ED*) подавалось на аналогичную катушку.

Были проведены эксперименты на кольцах из алюминиевых и медных фольг толщиной 0.015 и шириной 1.0 – 5.0 mm.

На рис. 3 изображены осциллограммы тока через катушку (2) и сигнал с фотодиода (1), фиксирующего момент разрыва образца, для двух вариантов испытаний: $T = 5,5 \ \mu s$ и $T = 1 \ \mu s$.



Рис. 3. Осциллограммы сигнала с фотодиода (1) и тока с пояса Роговского (2); a – при периоде тока $T = 5.5 \ \mu$ s; δ – при $T = 1 \ \mu$ s.

Оценим в квазистатическом приближении радиальную силу, действующую на кольцо со стороны витков катушки. Схема вклада каждого витка катушки представлена на рис. 1, б. Считается, что основной силой является сила Ампера. Общая сила, действующая на кольцо, складывается из основной силы от витка катушки, расположенного в плоскости кольца соосно с ним, и от боковых витков. Ограничимся рассмотрением двух боковых витков с каждой стороны. Сила, действующая на кольцо, выражается суммой:

$$F(t) = F_0(t) + 2F_1^{\perp}(t) + 2F_2^{\perp}(t),$$

где $F_i^{\perp}(t) = F_i(t)\cos\alpha_1 = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I_1(t)I_2(t)}{l_i}\cos\alpha_i, i = 0, 1, 2, \ l_0 = a, \ \mu_0 = 4\pi 10^{-7} \, \Gamma \text{H/M} - \text{Mar}$

нитная постоянная, $I_1(t)$ – ток в витке катушки, $I_2(t)$ – ток в кольце, a – расстояние от витка катушки до кольца. Распределенная нагрузка, действующая на внутреннюю поверхность кольца, определяется формулой q(t) = F(t)l/S, где l – длина внутренней окружности кольца, $S = l \cdot c$ – площадь внутренней поверхности кольца, c – ширина кольца. Таким образом q(t) = F(t)/c.

Уравнение движения тонкого кольца в линейно-упругом приближении, учитывая малость деформаций ($u << R_0$) и пренебрегая членами порядка $u/R_0 \cong 10^{-2}$, представляется в виде: $\ddot{\sigma} + \omega^2 \sigma = \omega^2 R_0 q(t)/h$ (выведено Груздковым А.А.), где $\omega = 1/R_0 \sqrt{E/\rho}$ – частота собственных колебаний кольца, R_0 – начальный радиус кольца, h – толщина кольца, σ – окружное напряжение в кольце, ρ – плотность материала кольца, E – модуль Юнга. Решение этого уравнения при начальных условиях: $\sigma(0) = 0$ и $\dot{\sigma}|_{t=0}$ – из эксперимента, будет:

$$\sigma(t) = \dot{\sigma}\Big|_{t=0} \cdot \sin \omega t / \omega + \omega R_0 / h \int_0^{t_p} q(\tau) \sin \omega (t-\tau) d\tau, \quad \text{где} \quad t_p \quad - \text{ время до разрушения.}$$

Функция $q(\tau)$ определялась из экспериментов. С целью проверки рассчитанных значений окружных напряжений $\sigma(t)$ были проведены измерения этих напряжений с помощью разработанного нами пьезодатчика.

На рис. 4 приведены рассчитанные численно профили окружного напряжения в сравнении с экспериментальными профилями для колец из алюминиевых и медных фольг при разных периодах тока в катушке. На этих же рисунках отмечены напряжения при разрыве кольца и время до разрушения.



Рис. 4. Экспериментальные (1) и расчетные (2) профили окружного напряжения: $a - Al, T = 5.5 \mu s, \delta - Al, T = 1 \mu s, \epsilon - Cu, T = 5.5 \mu s, c - Cu, T = 1 \mu s$

Заключение

- 1. Разработан и апробирован магнитно-импульсный метод разрушения и фоторегистрации момента разрушения кольцевых металлических образцов при более коротких импульсах нагружения по сравнению с известными [1,2].
- 2. Предложен метод оценки радиальной силы, действующей на кольцо, и растягивающего напряжения при разрыве кольца.
- 3. Измерены профили окружного напряжения в кольце.
- 4. Проведено сравнение расчетных и экспериментальных данных.

- 1. Zhang O. H., Ravi-Chandar K. // Int. J. Fract. (2006), Vol. 142, p. 183.
- 2. Zhang O. H., Ravi-Chandar K. // Int. J. Fract. (2008), Vol. 150, p. 3.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ДИССИПАЦИИ ЭНЕРГИИ У ВЕРШИНЫ УСТАЛОСТНОЙ ТРЕЩИНЫ ПРИ ЦИКЛИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ

Изюмова А.Ю., Вшивков А.Н., Прохоров А.Е., Плехов О.А.

Институт механики сплошных сред УрО РАН, Россия, fedorova@icmm.ru

Один из самых известных и широко используемых законов роста усталостной трещины был экспериментально установлен в 1961 году Парисом [1]. Вслед за этим было получено как большое число экспериментальных подтверждений данного закона, так и отклонений, требующих его модификации. Среди них можно отметить введение эффективного коэффициента интенсивности напряжений, предложенное Элбером (Elber) в 1970 году [2], учёт зависимости скорости распространения трещины от её текущей длины [3], усложнение степенной зависимости скорости распространения от амплитуды коэффициента интенсивности напряжения, например, закон Формана (Forman) [4], учет промежуточных асимптотик процесса, введение в рассмотрение фрактальных характеристик поверхности трещины [5].

Значительное внимание было уделено поиску других характеристик процесса, отличных от коэффициента интенсивности напряжения, учитывающих процесс пластической деформации в вершине трещины в металлах. Исследованию термодинамики усталостных трещин был посвящён ряд экспериментальных и теоретических работ, среди которых, по мнению авторов, можно выделить следующие [6-9].

Опуская математические преобразования, баланс энергии при распространении трещины может быть записан в виде

$$\frac{da}{dN} = \frac{W_p - Q}{A - J},\tag{1}$$

где a – длина трещины, N – число циклов, W_p – мощность пластической работы, Q – мощность диссипации тепла, Λ – энергия, затрачиваемая на образование новой поверхности и на разрушение материала в зоне процесса (все энергии рассчитаны для одного полного цикла деформирования), J – энергетический J-интеграл.

В первом приближении, величины, стоящие в правой части соотношения (1), могут быть выражены через мощность теплового потока. Используя гипотезу Тейлора о малости величины накопленной энергии в металлах в процессе пластического деформирования, можно записать $\beta = \frac{W_p - Q}{W_p}$. Величина, определяющая сопротивле-

ние материала распространению трещины (Λ), может быть оценена критической величиной Ј-интеграла J_c [10]. Величина Ј-интеграла, аналогичным образом, может быть связана со скоростью генерации тепла, например, при помощи соотношения Райса: $J \sim \frac{1}{t(l-a)} W_p \sim \frac{1}{t(l-a)\beta} Q$, (где tl – площадь поперечного сечения образца). В результате, соотношение для скорости распространения усталостной трещины может быть записано в виде

$$\frac{da}{dN} = \frac{1-\beta}{\beta} \frac{Q}{J_c - f(Q)},\tag{2}$$

С ростом трещины величина J-интеграла растёт как за счёт уменьшения знаменателя в соотношении Райса, так и за счёт увеличения площади петли гистерезиса (скорости диссипации энергии). Это приводит к уменьшению значения знаменателя в соотношении (1) (J_c -J) и росту скорости трещины. Следовательно, в первом приближении, можно записать, что в стационарном режиме распространения скорость усталостной трещины пропорциональна произведению скорости диссипации энергии и текущей длине трещины:

$$\frac{da}{dN} = Qa. \tag{3}$$

В данной работе проведено прямое измерение тепловой мощности источника в вершине усталостной трещины с помощью оригинального датчика, использующего эффект Пельтье. Разработанный датчик можно использовать как для калибровки результатов инфракрасных измерений, так и для непосредственного измерения мощности тепловых потоков при проведении механических испытаний металлов.

Механические испытания проводились на 100 кН сервогидравлической машине Bi-00-100 в режиме растяжение-сжатие с ненулевым средним напряжением (R = -0.03). Результаты квазистатических испытаний исследуемого материала позволяют определить его механические характеристики: модуль Юнга 196 ГПа, $\sigma_{0.2} = 160$ МПа, $\sigma_{\rm B} = 490$ МПа, удлинение при разрушении 40%.

В работе исследованы особенности процесса тепловыделения в вершине трещины при циклическом нагружении образцов стали 8X18H10 с частотой 10 Гц. Исследуемые образцы изготавливались из листа толщиной 3 мм. Размеры рабочей области образца – 3x55x250 мм. Усталостная трещина инициировалась из отверстия в центре образца, приложением к образцу высокой амплитуды напряжения и высокой частоты нагружения (трещина инициировалась при амплитуде напряжения 238 МПа и частоте нагружения 20 Гц). При достижении трещиной длины более 20 мм, амплитуда напряжения уменьшалась для понижения скорости распространения трещины и детального изучения процессов диссипации энергии в её вершине.

Для расчёта мощности потока тепла использовался элемент Пельтье МТ 2.6-0.8-263 размером 50x50x3.9 мм. Элемент Пельтье одновременно перекрывал обе вершины распространяющейся трещины и позволял измерять интегральную величину теплопотока. Одна часть элемента приводилась в непосредственный контакт с образцом, вторая поддерживалась при температуре окружающей среды за счёт жидкостной системы охлаждения.

На рис. 1*а* представлена эволюция скорости диссипации энергии в вершине трещины. Характерная зависимость длины усталостной трещины при постоянной амплитуде приложенного напряжения представлена на рис. 1*б*.



Рис.1. Зависимость скорости диссипации энергии (*a*) и длины усталостной трещины (б) от времени.

На зависимости скорости диссипации от времени можно выделить три характерных участка, соответствующих различным режимам распространения трещины. На начальном участке трещина движется в области интенсивно деформированного материала, созданного в процессе инициирования трещины. Второй участок трещины соответствует выходу на стационарный режим распространения, который соответствует режиму Париса, и при существенном увеличении длины трещины наблюдается ускорение трещины и переход в нестационарный режим распространения, сопровождающийся интенсивным тепловыделением.

На рисунке 2 представлены результаты анализа экспериментальных данных для трёх различных амплитуд напряжения. Анализ представленных результатов позволяет сделать вывод о линейной зависимости между скоростью распространения усталостной трещины и произведением скорости диссипации энергии на текущую длину трещины.



Рис. 2. Зависимость произведения скорости диссипации энергии на длину усталостной трещины от скорости ее распространения

Таким образом, использование данного подхода позволило детально исследовать процессы распространения усталостных трещин в стали 8X18H10 при постоянной амплитуде напряжений. Анализ полученных результатов позволяет высказать гипотезу о линейной зависимости между скоростью усталостной трещины и произведением скорости диссипации энергии в её вершине на её текущую длину. Предложенное соотношение использует величину энергии диссипации, которая более объективно отражает процессы, происходящие при распространении усталостной трещины, в отличие от величины коэффициента интенсивности напряжений, являющегося результатом решения линейно-упругой задачи для тела с бесконечно тонким разрезом.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ 14-01-96005 и 14-01-00122.

- 1. Paris P.C., Gomez M.P., Anderson W.E. // The Trend in Engineering. 1961. N 13. P. 9-14.
- 2. Elber W. // Eng. Fracture Mech. 1970. N 2. P. 37-45.
- 3. Jones R., Molent L., Pitt S. // International Journal of Fatigue. 2008. N 30. P. 1873–1880.
- 4. Forman R.G., Kearney V.E., Eagle R.M. // J. Basic Eng. ASME. 1967. V. 89. N 3. P. 459-464.
- Paggi M., Plekhov O. // Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science 0954406213515643, first on-line published on December 12, 2013 as doi: 10.1177/0954406213515643.
- 6. Izumi Y., Fine M. E., Mura T. // Int. J. Fracture. 1981. N 17. P. 15-25.
- 7. Liaw P.K. // Engineering fracture mechanics. 1985. V. 22. N 2. P. 237-245.
- 8. Chudnovsky A., Moet A. // Journal of materials science. 1985. N 20. P. 630-635.
- 9. Ikeda S., Izumi Y., Fine M.E. // Engineering fracture mechanics. 1977. N 9. P. 123-136.
- 10. Плехов О.А., Наймарк О.Б., Saintier N., Palin-Luc T. // ЖТФ. 2009. Т. 79. В. 8. С. 56-62.

ЭНДОХРОННАЯ ТЕОРИЯ ПЛАСТИЧНОСТИ, УЧИТЫВАЮЩАЯ ПЕРЕКРЁСТНЫЕ СВЯЗИ, НАЧАЛЬНЫЕ МИКРОНАПРЯЖЕНИЯ И НАЧАЛЬНЫЕ МИКРОДЕФОРМАЦИИ

Кадашевич Ю.И., Помыткин С.П.

Технологический университет растительных полимеров, Санкт-Петербург, Россия <u>sppom@yandex.ru</u>

Рассматриваются определяющие соотношения эндохронной теории пластичности [1], учитывающей перекрёстные связи [2], в её двухэлементном варианте

$$\frac{1}{2G^{(1)}} \cdot \left(\sigma_{ij} + \beta^{(1)} \quad \tau^{(1)} \frac{d\sigma_{ij}}{|dr^{(1)}|}\right) = \tau^{(1)} \frac{dr_{ij}^{(1)}}{|dr^{(1)}|} + C_{11}r_{ij}^{(1)} + C_{12}r_{ij}^{(1)}, \tag{1}$$

$$\frac{1}{2G^{(2)}} \cdot \left(\sigma_{ij} + \beta^{(2)} \quad \tau^{(2)} \frac{d\sigma_{ij}}{|dr^{(2)}|}\right) = \tau^{(2)} \frac{dr_{ij}^{(2)}}{|dr^{(2)}|} + C_{21}r_{ij}^{(2)} + C_{22}r_{ij}^{(2)}, \tag{2}$$

$$r_{ij}^{(1)} = \varepsilon_{ij}^{(1)} - (1 - \beta^{(1)}) \frac{\sigma_{ij}}{2G^{(1)}}, \qquad r_{ij}^{(2)} = \varepsilon_{ij}^{(2)} - (1 + \beta^{(2)}) \frac{\sigma_{ij}}{2G^{(2)}}, \qquad (3)$$

$$|dr^{(k)}| = \sqrt{dr_{ij}^{(k)} : dr_{ij}^{(k)}}, \qquad <\varepsilon_{ij} > = C_1 \varepsilon_{ij}^{(1)} + C_2 \varepsilon_{ij}^{(2)}.$$
(4)

Здесь $\varepsilon_{ij}^{(k)}$ – девиатор тензора деформаций k-го элемента, σ_{ij} – девиатор тензора напряжений, $\tau^{(k)}$ – аналоги деформационных пределов текучести, C_{nn} – константы, имеющие смысл, аналогичный коэффициентам упрочнения (разупрочнения) материала, $\beta^{(k)}$ – параметры эндохронности (причём $0 \le \beta^{(1)} \le 1$ и $-1 \le \beta^{(2)} \le 0$), константы C_1 и C_2 – суть весовые коэффициенты ($C_k \ge 0$ и $C_1 + C_2 = 1$), символ $<\cdot >$ – знак осреднения.

Простейший случай эндохронных соотношений (1) – (4) возникает при $\beta^{(1)} = 1$, $\beta^{(2)} = -1$. Тогда $r_{ij}^{(1)} = \varepsilon_{ij}^{(1)} = \varepsilon_1$, $r_{ij}^{(2)} = \varepsilon_{ij}^{(2)} = \varepsilon_2$, $dr_{ij}^{(1)} = d\varepsilon_1$, $dr_{ij}^{(2)} = d\varepsilon_2$, $|dr^{(1)}| = d\varepsilon_i^{(1)}$, $|dr^{(2)}| = d\varepsilon_i^{(2)}$ и

$$\frac{1}{2G^{(1)}} \cdot \left(\sigma + \tau^{(1)} \frac{d\sigma}{d\varepsilon_i^{(1)}}\right) = \tau^{(1)} \frac{d\varepsilon_1}{d\varepsilon_i^{(1)}} + C_{11}\varepsilon_1 + C_{12}\varepsilon_2, \qquad (5)$$

$$\frac{1}{2G^{(2)}} \cdot \left(\sigma - \tau^{(2)} \frac{d\sigma}{d\varepsilon_i^{(2)}} \right) = \tau^{(2)} \frac{d\varepsilon_2}{d\varepsilon_i^{(2)}} + C_{21}\varepsilon_1 + C_{22}\varepsilon_2 , \qquad (6)$$

$$d\varepsilon_i^{(k)} = \sqrt{d\varepsilon_{ij}^{(k)} : d\varepsilon_{ij}^{(k)}}, \qquad <\varepsilon >= C_1\varepsilon_1 + C_2\varepsilon_2.$$
(7)

Пусть в теле имеются начальные микродеформации ε_0 и $<\varepsilon_0 > = 0$. Деформирование начинается, когда внешняя деформация $\varepsilon > \varepsilon_0$ и ε , ε_0 одного знака, причём деформации ε_0 противоположного знака самостоятельно также могут вызывать локальное течение материала. Тогда для среднего значения напряжения получаем

$$<\sigma>=\int_{-\infty}^{+\infty}\sigma(\varepsilon_0,\varepsilon)f(\varepsilon_0)d\varepsilon_0,$$
 (8)

где $f(\varepsilon_0)$ – плотность распределения случайной величины ε_0 , $\sigma(\varepsilon_0, \varepsilon)$ – локальный закон развития напряжений. Отрицательные начальные микродеформации ε_0 препятствуют развитию течения при растяжении, а положительные ε_0 способствуют развитию течения. Течение материала начинается при $\varepsilon - \varepsilon_0^{(1)} \ge 0$ в случае растяжения, и при $\varepsilon + \varepsilon_0^{(2)} \ge 0$ – в случае сжатия. Тогда, объединяя, получаем, что

$$\langle \sigma \rangle = \int_{-\varepsilon}^{\varepsilon} \sigma(\varepsilon_0, \varepsilon) f(\varepsilon_0) d\varepsilon_0.$$
 (9)

То есть, вне интервала $|\varepsilon_0| < \varepsilon$ внешняя деформация не производит напряжение σ .

Для определённости рассмотрим равномерный закон распределения ε_0 , тогда при каждом $\varepsilon > 0$ среднее значение напряжения на продеформированной части

$$<\sigma>=rac{1}{2\epsilon}\int\limits_{-\epsilon}^{\epsilon}\sigma(\epsilon_{0},\epsilon) d\epsilon_{0}.$$
 (10)

Предположим, что начальные микродеформации ε_0 и начальные микронапряжения σ_0 связаны как $\sigma_0 = q \cdot \varepsilon_0$, q = const. Тогда при k = 1, $C_{11} = 1/(g+1)$ и $C_{12} = 0$ уравнения (5) – (7) в случае одноосного растяжения преобразуются в соотношение

$$\frac{1}{2G} \cdot \left(\sigma + \tau \frac{d\sigma}{d\varepsilon}\right) = \tau + \frac{\varepsilon}{g+1},\tag{11}$$

имеющее решение

$$\sigma = n + p\varepsilon + \exp\left(\frac{\varepsilon_0 - \varepsilon}{\tau}\right) \cdot (q\varepsilon_0 - n - p\varepsilon_0), \quad n = \frac{2G\tau g}{g+1}, \qquad p = \frac{2G}{g+1}, \tag{12}$$

где g – константа (функция) материала. На рис.1 слева приведены графики (12) для случая 2G = 1, $\tau = 1$, g = 4, $\varepsilon_0 = 1$, $\varepsilon \ge \varepsilon_0$, q = 1 (кривая - а) и q = 0,2 (кривая - б).



Рис.1. Локальные кривые деформирования и осреднённый закон развития напряжений при монотонном одноосном растяжении

Используя локальный закон (11), равномерный закон распределения начальных микродеформаций ε₀ и осреднение (10), получим, что

$$<\sigma>_{+}=\frac{1}{2\varepsilon}\cdot\int_{-\varepsilon}^{\varepsilon}\left[n+p\varepsilon+\exp\left(\frac{\varepsilon_{0}-\varepsilon}{\tau}\right)\cdot(q\varepsilon_{0}-n-p\varepsilon_{0})\right]\cdot d\varepsilon_{0}.$$
(13)

Кривая осреднённого напряжения в зависимости от внешней деформации для q = 1 приведена на рис.1 справа.

Для двухэлементной модели при $C_{11} = C_{12} = C_{21} = C_{22} = 0$, $\tau_1 = \tau_2 = 1$ в случае одноосного монотонного растяжения соотношения (5) – (7) преобразуются до

$$\frac{1}{2G_1} \cdot \left[\sigma + \frac{d\sigma}{d\varepsilon_1} \right] = 1, \qquad \frac{1}{2G_2} \cdot \left[\sigma - \frac{d\sigma}{d\varepsilon_2} \right] = -1.$$
(14)

Здесь $\varepsilon_1 \ge 0$, $\varepsilon_2 \le 0$, $\sigma \ge 0$, а решение системы (14) при $C_1 = C_2 = 0,5$ запишется следующим образом

$$\varepsilon_1 = -\frac{1}{2G_1} \cdot \ln(1-\sigma), \qquad \varepsilon_2 = -\frac{1}{2G_2} \cdot \ln(1+\sigma), \qquad <\varepsilon >= (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2.$$

В присутствии начальных микродеформаций ε_0 и начальных микронапряжений σ_0 с $\sigma_0 = q \cdot \varepsilon_0$ и q = 1 локальные законы (14) дают

$$\frac{\sigma}{2G_1} = 1 + (\varepsilon_0 - 1) \cdot \exp(\varepsilon_0 - \varepsilon_1), \qquad \frac{\sigma}{2G_2} = -1 + (\varepsilon_0 + 1) \cdot \exp(\varepsilon_0 - \varepsilon_2)$$
(15)

и, осредняя по (10), получаем

$$\frac{1}{2G_1}\langle\sigma\rangle = 1, 5+0, 5\cdot \exp(-2\varepsilon_1) + (\exp(-2\varepsilon_1)-1)/\varepsilon_1, \qquad \frac{1}{2G_2}\langle\sigma\rangle = 0, 5\cdot (\exp(-2\varepsilon_2)-1).$$

Результаты расчета при $2G_1 = 1.2$ и $2G_2 = 1$ представлены на рис.2.



Рис.2. Поведение деформаций по двухэлементной теории при одноосном растяжении

Особенность решения системы (14) в том, что ε_1 и ε_2 противоположного знака, что открывает новые возможности для эндохронной теории (1) – (4).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 14-01-00202).

- 1. Кадашевич Ю.И., Помыткин С.П. О взаимосвязи теории пластичности, учитывающей микронапряжения, с эндохронной теорией пластичности // Известия РАН. Механика твердого тела. 1997. № 4. С.99-105.
- Kadachevitch I. Modellierung der zyklischen verfestigung unter verwendung lines Mehrflachenmodells der plastizitat mit kinematischen bindungen ein schlieblich der parameterbestimmung (dissertation). Bericht. 1/2004. 112s.

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ СВОЙСТВА И СТРУКТУРА КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ, УПРОЧНЁННЫХ СЛОЯМИ ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ Nb И Ti C АЛЮМИНИЕМ

Карпов М. И., Коржов В. П., Прохоров Д.В., Желтякова И. С., Строганова Т. С., Внуков В. И.

Институт физики твёрдого тела РАН, г. Черноголовка, Россия, korzhov@issp.ac.ru

Введение

Общим для сплавов Nb–Al и Ti–Al является наличие в их структуре прочной интерметаллической фазы и твёрдого раствора на основе ниобия или титана – относительно пластичной фазы – в виде прослоек между структурными элементами из интерметаллических соединений. В сплавах, получаемых плавильными методами и методом порошковой металлургии, такие структуры формируются естественным путём. В данной работе слоистая структура из интерметаллического соединения и твёрдого раствора создавалась в результате взаимной диффузии между Nb- или Tiфольгами и фольгами из Al, собранных в многослойных Nb/Al- и Ti/Al-пакетах.

Сборка пакетов осуществлялась по специальной методике из нескольких десятков элементов книжной формы, приготовленных из фольги тугоплавкого металла. В собранном виде элементы оказывались скрепленными между собой, а фольги тугоплавкого металла перемежалисьAl-фольгами. После сборки пакет представлял единую конструкцию, позволяющую производить с ним технологические процедуры.

Идея заключалась в создании многослойной структуры, представляющей собой чередование относительно пластичных слоёв твёрдого раствора алюминия в ниобии или титане и прочных, но хрупких, интерметаллических слоёв с алюминием типа Me₃Alu Me₂Al или MeAl (Me = Nb, Ti). Интерметаллические слои обеспечивали композиту жаропрочность, а слои твёрдого раствора – трещиностойкость. Формирование слоистой структуры осуществлялось в процессе диффузионной сварки (ДС) под давлением многослойных пакетов, собранных из фольг ниобия или титана толщиной 30-70 мкм и Al-фольг толщиной 10-30 мкм. Толщина пакета - от 1,5 до 3-3,5 мм, но может задаваться и определённой толщины. Описанная выше структура получалась как результат взаимной диффузии между слоями ниобия или титана и алюминия. Режим ДС проводился в два этапа. Температура на первом этапе не превышала температуру плавления алюминия. Слои алюминия полностью или частично переводились в интерметаллическое соединение с максимальным содержанием алюминия. Это – NbAl₃иTiAl₃. На втором этапе ДС температура определялась составляющими пакета. Для пакета Ti/Al достаточно было 1150-1250°C, для Nb/Alпакетов-1500-1700°С.

Ниобий/алюминиевые композиты

Многослойные Nb/Al-композиты получали в виде плоских пластин толщиной 2–3 мм и размером ~ 30×60 мм² с помощью ДС пакетов, состоящих из 56-ти Nbфольг толщиной 45 мкм, чередующихся с 55-ю Al- фольгами толщиной 10 мкм, имеющих на поверхности искусственно наращенный слой Al₂O₃. Выбор в пользу Alфольги с оксидным покрытием был сделан с целью упрочнения диффузионных интерметаллических слоёв частицами оксида Al₂O₃.

Чтобы предотвратить вытеканиеAl, ДС пакета проводилась сначала при температуре ниже температуры плавления алюминия: 500°С / 9 ч /0,78 МПа, а затем предпринимался ещё и дополнительный отжиг в вакууме при 615°С в течение 10 ч. В результате весь Al связывался в химическое соединение NbAl₃. И только потом пред-

принималась ДС при высокой температуре: 1700°С, 15 мин, 13 МПа. По данным рентгеноспектрального анализа (рис. 1) диффузионная зона состояла из слоя Nb₂Al (рис. 2) толщиной ~28 мкм с ~33ат.%Al и двух тонких (около 5,5мкм) слоёв интерметаллида Nb₃Al, содержащих 20–23 ат.%Al.



Nb₂Al Nb₃Al (Nb) Nb₃Al Nb₂Al Nb₂Al (Nb) Nb₃Al (Nb) Nb₃Al (Nb) Nb₃Al (Nb)

Рис. 1.Концентрационные зависимости Nb, Alu Ob направлении перпендикулярном слоям

Рис. 2. Структура пакета Nb/Аlпосле двух этапов ДС и промежуточного отжига при 615°С

Включения чёрного цвета, дискретно распределённые преимущественно посередине Nb₂Al-слоя, идентифицированы как частицы оксида Al₂O₃: 2,8Nb, 36,4Al и 60,7 ат.%О. Отношение Al/O близко к 2/3. При достаточно высокой температуре конечного этапа сварки окисный слой с поверхности Al-фольг коагулировал в частицы Al₂O₃ размером от нескольких до десятка микрон. Поэтому, маловероятно было ожидать от них упрочняющего эффекта. Испытания на 3-точечный изгиб при комнатной температуре показали 1100 МПа, при 1300°С – 330 МПа.

Титан/алюминиевые композиты

В исходном состоянии пакет размером ~ 30×40 мм² содержал 42 Ті-слоя толщиной 50 мкм и 41 слой из Аlтолщиной 20 мкм. В структуреТi/Al-композита после ДС с конечной температурой 1100°С в течение 30 мин под нагрузкой 2T на месте Alпрослоек образовались диффузионные слои, каждый из которых состоял из 2-х слоёв интерметаллического соединения Ti₃Al (22,5–26,8 ат.%Al; 72,4–77,1 ат.%Ti), 2-х слоёв TiAl (~53,5 ат.%Al; ~46,2 ат.%Ti) и одного внутреннего TiAl₂-слоя (37,4– 38,2 ат.%Al; 61,6–61,7 ат.%Ti). Ti-слои превращались в твёрдый раствор алюминия в титане Ti(Al).

Последующий 10-часовой отжиг при 850°С изменял структуру в пользу соединения TiAl (рис. 3): диффузионная зона стала состоять из 2-х интерметаллических слоёв Ti₃Al (21,4-29,4 ат.%Al; 70,2–78,1 ат.%Ti) и одного TiAl-слоя (51,1– 52,5 ат.%Al; 41,5–47,5 ат.%Ti). Внутри TiAl-слоя отмечалось присутствие заметного количества частиц Al₂O₃. Слои Ti-твёрдого раствора содержали от 0,3 до 7,2 ат.% алюминия.

Испытания на 3-точечный изгиб и испытания на ползучесть осуществлялись с использованием испытательной машины «Инстрон» в атмосфере чистого Ar для образцов после дополнительного отжига при 850°С. При ~20°С $\sigma_{\PiII} = 300-450$ и 1050–1300 МПа (рис. 4), когда нагрузка *P* перпендикулярна (\perp) и параллельна (||) поверхности слоёв (*ab*). При 750°С и *P* \perp (*ab*) σ_{\PiII} повышалась до ~700 МПа. При 850°С и *P* \perp (*ab*) σ_{\PiII} и σ_{MAX} имели значительный разброс – от 400 до 850 МПа.





Рис. 3. Микроструктура композита Ti/Al после ДС по режиму: 550° С, $5 + 1100^{\circ}$ С, 30 мин под давлением 16,7 МПа и отжига: 850° С, 10 + (6)

Рис. 4. Зависимость напряжения в максимальной точке от температуры испытания: $\triangle - \sigma_{\Pi\Pi,} P \perp (ab); \blacktriangle - \sigma_{MAX}, P \perp (ab);$ $\bigcirc -\sigma_{\Pi\Pi,} P \parallel (ab); \blacklozenge - \sigma_{MAX}, P \parallel (ab);$ $\square - \sigma_{\Pi\Pi,} P \perp (ab),$ после испытаний на ползучесть при 1300°С



Рис. 5. Результаты испытаний на ползучесть: 3-точечный изгиб при 750°С в атмосфере аргона. Зависимость величины прогиба от времени испытания



Рис. 6. Зависимость скорости деформации ползучести при растяжении от напряжения. Математическая обработка экспериментальных данных, полученных при испытаниях на 3-точечный изгиб (рис. 5)

Математическая обработка экспериментальных зависимостей величины прогиба от времени (см. рис. 5) делалась, исходя из степенного закона ползучести при растяжении, т. е. по испытаниям на изгиб моделировалось поведение материала при испытаниях на растяжение.

Испытания на ползучесть при 750°С и $P \perp (ab)$ показали, что напряжения, равные 50 и 100 МПа (рис. 6), вызывают скорости деформации ползучести при растяжении, равные соответственно 10⁻⁴ и 2,5·10⁻⁴ ч⁻¹. Тогда за 100 ч образец удлинится на 2,5% (2,5·10⁻⁴ × 100 ч = 0,025), т. е. 0,025 = $\Delta l/l$ или $\Delta l = 0,025 \times l$.

АТОМИСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕФЕКТОВ УПАКОВКИ В ЦЕМЕНТИТЕ И ИХ РОЛЬ В ПЕРЕДАЧЕ ДЕФОРМАЦИИ ЧЕРЕЗ Fe/Fe3C МЕЖФАЗНУЮ ГРАНИЦУ

Карькина Л.Е., Карькин И.Н.

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

Высокоуглеродистые высокопрочные стали примерно эвтектоидного состава имеют широкое промышленное применение [1–3]. Технологический интерес привел к многочисленным научным исследованиям структуры и свойств перлитных сталей. Первоначальные исследования механизмов деформации и микроструктуры в перлитных проволоках относятся к работам Embury и Фишера [1] и Лэнгфорд [2]. На основании соотношения Холла–Петча для предела текучести высокие прочностные свойства сталей эти авторы главным образом связывали с малым расстоянием между ламелями цементита в предположении, что цементит действует как барьер для скольжения дислокаций подобно границам зерен в поликристаллическом железе [3]. Упрочнение перлитных проволок рассматривалось как аддитивный эффект нескольких микроструктурных механизмов для ферритной фазы [например, 4].

Существующие в настоящее время модели деформации пластинчатого перлита не рассматривают процессы, происходящие на поверхности раздела феррит/цементит, хотя, аналогично границам зерен, геометрия межфазных границ, тип действующей плоскости скольжения дислокаций, характер дислокаций в ферритной фазе, а также уровень напряженного состояния играют важную роль в определении возможности передачи вектора Бюргерса через границу. При рассмотрении кристаллогеометрических особенностей передачи деформации через межфазные границы феррит/цементит мы воспользовались теми критериями, которые были разработаны для механизмов передачи скольжения через границы зерен Lee с соавт. [5–7] (LRB критерии):

(1) Угол между линиями пересечения входящих и испускаемых плоскостей скольжения вблизи плоскости границы зерна должен быть как можно меньше.

(2) Величина вектора Бюргерса дислокаций, остающихся на границе зерна после пересечения границы, должна быть небольшой.

(3) Результирующее напряжение сдвига, действующее на испускаемые дислокации, должно быть высоко.

Хорошо известно, что в пластинчатом перлите существуют ориентационные соотношения, связывающие структурные составляющие перлита – феррит и цементит (обсуждение возможных типов ориентационных соотношений в перлите дано, например, в [8]). Для тонкопластинчатого перлита, получаемого при относительно низких температурах фазового превращения, чаще всего реализуются ОС Багаряцкого и ОС Исайчева, существенно отличающиеся только типом габитусной плоскости. ОС Багаряцкого: $[100]_C \| [0\bar{1}1]_F$; $[010]_C \| [1\bar{1}\bar{1}]_F$; габитусная плоск.- $(001)_C \| (211)_F$ (1) ОС Исайчева: $[010]_C \| [1\bar{1}\bar{1}]_F$; $(103)_C(101)_F$; габитусная плоск.- $(101)_C \| (1\bar{1}2)_F$ (2) Реакции перестройки дислокаций на межфазной границе Fe/Fe₃C изучены с учетом ориентационных соотношений (1) и (2). Плоскости скольжения и векторы Бюргерса возможных дислокаций в цементите предложены на основании атомистического моделирования γ - поверхностей ряда плоскостей в цементите [9-11].

Проведенные в последние годы экспериментальные исследования показывают, что преимущественной системой скольжения в чистом железе является 1/2<111>{110}, поэтому при рассмотрении элементарных актов перестройки дислокаций феррита на межфазной границе мы ограничимся этой системой скольжения. В табл.1 представлены системы скольжения $1/2 < 111 > \{110\}$ в феррите и линии пересечения плоскостей скольжения с плоскостью межфазной границы в координатах феррита и в соответствии с ОС (1,2) в координатах цементита. Угол отклонения выбранных плотноупакованных плоскостей в цементите отличается от соответствующих плоскостей феррита не более, чем на 5 град. Кристаллографические направления в координатах феррита и цементита отличаются в пределах 2 град., величина остаточного вектора Бюргерса не превышает 0,1 от значения параметра решетки *a*, что лежит в рамках LRB критерия.

Таблица	1.	Преобразования	систем	скольжения	феррита	на	межфазной	границе	фер-
рит/цемен	тит	в соответствии с	OC (1,2))					

N⁰	Система скольжения феррита (F) \rightarrow система скольжения цементита (C)	Линия пересечения ОС Багаряц.	Линия пересечения ОС Исайчева
1	$1/2[\overline{1} \ 11](0 \ \overline{1} \ 1)_{\rm F} \rightarrow 1/2[0 \ \overline{1} \ 0](100)_{\rm C}$	$\begin{bmatrix} 1 \overline{1} \overline{1} \end{bmatrix}_{\mathrm{F}} \rightarrow \begin{bmatrix} 0 1 0 \end{bmatrix}_{\mathrm{C}}$	$\begin{bmatrix} 1 \overline{1} \overline{1} \end{bmatrix}_{F} \rightarrow \begin{bmatrix} 010 \end{bmatrix}_{C}$
2	$1/2[\bar{1}11](101)_{\rm F} \rightarrow 1/2[\bar{0}\bar{1}0](103)_{\rm C}$	$\begin{bmatrix} 1 \overline{1} \overline{1} \end{bmatrix}_{\mathrm{F}} \rightarrow \begin{bmatrix} 0 1 0 \end{bmatrix}_{\mathrm{C}}$	$\begin{bmatrix} 1 \overline{1} \ \overline{1} \end{bmatrix}_{\mathrm{F}} \rightarrow \begin{bmatrix} 0 1 0 \end{bmatrix}_{\mathrm{C}}$
3	$1/2[\overline{1}\ 11](110)_{\rm F} \rightarrow 1/2[0\ \overline{1}\ 0](\ \overline{1}\ 03)_{\rm C}$	$[1 \overline{1} \overline{1}]_{\mathrm{F}} \rightarrow [010]_{\mathrm{C}}$	$[1\overline{1}\ \overline{1}\]_{\mathrm{F}} \rightarrow [010]_{\mathrm{C}}$
4	$1/2[111](0\overline{1}1)_{\rm F} \rightarrow 0,17[0\overline{1}2](100)_{\rm C}$	$[1 \overline{1} \overline{1}]_{\mathrm{F}} \rightarrow [010]_{\mathrm{C}}$	$[1 \overline{1} \overline{1}]_{\mathrm{F}} \rightarrow [010]_{\mathrm{C}}$
5	$1/2[\overline{1} \ \overline{1} \ 1](101)_{\rm F} \rightarrow 0,15[3 \ \overline{1} \ \overline{1} \](103)_{\rm C}$	$[1\ \overline{1}\ \overline{1}\]_{\mathrm{F}} \rightarrow [010]_{\mathrm{C}}$	$\begin{bmatrix} 1 \ \overline{1} \ \overline{1} \end{bmatrix}_{\mathrm{F}} \rightarrow \begin{bmatrix} 0 1 0 \end{bmatrix}_{\mathrm{C}}$
6	$1/2[1\overline{1}1](110)_{\rm F} \rightarrow 0,15[311](\overline{1}03)_{\rm C}$	$\begin{bmatrix} 1 \overline{1} \overline{1} \end{bmatrix}_{\mathrm{F}} \rightarrow \begin{bmatrix} 010 \end{bmatrix}_{\mathrm{C}}$	$\begin{bmatrix} 1 \overline{1} \overline{1} \end{bmatrix}_{\mathrm{F}} \rightarrow \begin{bmatrix} 010 \end{bmatrix}_{\mathrm{C}}$
7	$1/2[111](10 \overline{1})_{F} \rightarrow 0,17[0 \overline{1} 2](\overline{1} 21)_{C}$	$[1 \overline{3}1]_{\mathrm{F}} \rightarrow [210]_{\mathrm{C}}$	$[131]_{\rm F} \rightarrow [\overline{1} \ \overline{1} \ 1]_{\rm C}$
8	$1/2[111](1 \overline{1} 0)_{F} \rightarrow 0,17[0 \overline{1} 2](121)_{C}$	$[\overline{1} \ \overline{1} \ 3]_{\mathrm{F}} \rightarrow [2 \ \overline{1} \ 0]_{\mathrm{C}}$	$[110]_{\mathrm{F}} \rightarrow [\overline{1} 01]_{\mathrm{C}}$
9	$1/2[\overline{1}\ \overline{1}\ 1](1\overline{1}\ 0)_{\rm F} \rightarrow 0,15[3\overline{1}\ \overline{1}\](121)_{\rm C}$	$[\overline{1}\ \overline{1}\ 3]_{\mathrm{F}} \rightarrow [2\ \overline{1}\ 0]_{\mathrm{C}}$	$[110]_{\mathrm{F}} \rightarrow [\overline{1} 01]_{\mathrm{C}}$
10	$1/2[\overline{1}\ \overline{1}\ \overline{1}\ 1](011)_{\rm F} \rightarrow 0,15[\overline{3}\ \overline{1}\ \overline{1}\](0\ \overline{1}\ 1)_{\rm C}$	$[0\overline{1}1]_{\mathrm{F}} \rightarrow [100]_{\mathrm{C}}$	$[\overline{3}\ \overline{1}\ 1]_{\mathrm{F}} \rightarrow [1\ \overline{1}\ \overline{1}\]_{\mathrm{C}}$
11	$1/2[1\overline{1}1](10\overline{1})_{\rm F} \rightarrow 0,15[311](\overline{1}21)_{\rm C}$	$[1\overline{3}1]_{\rm F} \rightarrow [210]_{\rm C}$	$[131]_{\mathrm{F}} \rightarrow [\overline{1} \ \overline{1} \ 1]_{\mathrm{C}}$
12	$1/2[1\overline{1}1](011)_{\rm F} \rightarrow 0,15[311](0\overline{1}1)_{\rm C}$	$[0\overline{1}1]_{\rm F} \rightarrow [100]_{\rm C}$	$[\overline{3}\ \overline{1}\ 1]_{\mathrm{F}} \rightarrow [1\ \overline{1}\ \overline{1}\]_{\mathrm{C}}$

С использованием метода молекулярной динамики (МД) изучены дефекты упаковки в возможных плоскостях скольжения цементита. Особое внимание обращено на локальные минимумы вблизи сдвигов, соответствующих возможным векторам Бюргерса дислокаций в цементите (табл.1). В точках локального минимума проводилась релаксация кристаллита с дефектом упаковки, и определялось значение его энергии с учетом смещений атомной решетки вблизи плоскости дефекта упаковки. Из графика зависимости энергии поверхностного дефекта от величины сдвига, параллельного вектору Бюргерса полных или частичных дислокаций, осуществляющих пластическую деформацию, получено значение энергии нестабильных дефектов упаковки γ_{us} (максимальное значение энергии ДУ вдоль выбранного направления сдвига), которые характеризуют легкость преодоления сопротивления решетки при движении рассматриваемой дислокации. По результатам расчетов были выявлены те плоскости (и сечения), в которых получены наиболее низкие значения энергий стабильных и нестабильных ДУ [9–11].

Наиболее простым вариантом перестройки дислокаций феррита на межфазной границе являются системы скольжения $1/2[\bar{1}11](0\bar{1}1)_F$, $1/2[\bar{1}11](101)_F$ и $1/2[\bar{1}11](110)_F$, которые содержат вектор Бюргерса $1/2[\bar{1}11]_F$, входящий в ОС Багаряцкого и Исайчева (1,2). Вектор Бюргерса в обеих фазах параллелен плоскости межфазной границы. В этих трех случаях линия пересечения плоскостей скольжения и плоскости межфазной границы параллельна вектору Бюргерса дислокаций как в феррите, так и в цементите (первые 3 строки табл.1). В результате МД моделирования [9–11] было установлено, в плоскостях (001)_C, (100)_C, (101)_C и (103)_C цементита существуют сравнительно низкие энергии стабильных и нестабильных дефектов упаковки при сдвиге вдоль направления [010]_C. Для частичных сдвигов в плоскости (101), $\gamma^{(101)} = 0,39 \text{ J/m}^2$, $\gamma^{(101)}_{us} = 5,31 \text{ J/m}^2$, в плоскости (103), $\gamma^{(103)} = 0,28 \text{ J/m}^2$, $\gamma^{(103)}_{us} = 5,02 \text{ J/m}^2$. Наиболее вероятным является также образование протяженного дефекта упаковки, характеризуемого сдвигом $0,42[010]_C$ в цементите в плоскости (001)_C, $\gamma^{(001)} = 0,46 \text{ J/m}^2$, $\gamma^{(001)}_{us} = 2,91 \text{ J/m}^2$. Этот сдвиг характеризуется самым низким значением энергии нестабильного дефекта упаковки. В рассмотренных случаях (строки 1–3, табл.1) прохождение второй дислокации с вектором Бюргерса $1/2[\overline{1}11]_F \rightarrow 1/2[0\overline{1}0]_C$ по той же плоскости скольжения восстанавливает идеальную решетку цементита, процесс скольжения может быть возобновлен. Множественное скольжение по одной плоскости из числа рассмотренных типов не создает сдвига одной части цементитной пластины относительно другой, т.к. вектор сдвига параллелен плоскости межфазной границы.

Для второй группы систем скольжения (строки 4-6, табл.1) необходимым является следующее преобразование векторов Бюргерса при переходе через межфазную границу: $1/2[111]_F \rightarrow 0,17[0\overline{1}2]_C, 1/2[11\overline{1}]_F \rightarrow 0,15[\overline{3}11]_C$ и $1/2[1\overline{1}1]_F \rightarrow 0,17[0\overline{1}2]_C, 1/2[11\overline{1}]_F \rightarrow 0,17[0\overline{1}2]_C$ $0,15[311]_{\rm C}$. Локальный минимум в точке ~ $0,17[0\overline{1}2]_{\rm C}$ при МД моделировании получен в двух сечениях плоскости (100) с. Таким образом, возможна передача сдвига $1/2[111](0\overline{1}1)_F \rightarrow 0,17[0\overline{1}2](100)_C$ через межфазную границу Fe/Fe₃C. При движении в цементите частичная дислокация с вектором Бюргерса $0,17[0\overline{1}2]_{C}$ создает полосу дефекта упаковки, а на межфазной границе образуется ступенька, направленная под углом к плоскости (001)_С (ОС Багаряцкого) или плоскости (101)_С (ОС Исайчева) межфазной границы. Вторая дислокация из феррита не может пройти по той же самой плоскости скольжения, т.к. последующий сдвиг вдоль того же направления в цементите не приводит в точку локального минимума. В случае ОС Исайчева для системы 1/2[11 1](101)_F скольжение в феррите осуществляется вдоль межфазной границы, для ОС Багаряцкого возможна передача сдвига 1/2[1 1](101)_F → $0,15[3\overline{1}\overline{1}](103)_{C}$. Для системы скольжения $1/2[1\overline{1}1](110)_{F}$ перестройка дислокаций на межфазной границе возможна для обоих типов ориентационных соотношений $1/2[1\overline{1}1](110)_{\rm F} \rightarrow 0,15[311](\overline{1}03)_{\rm C}$. Для систем скольжения $1/2[\overline{1}\overline{1}1](101)_{\rm F}$ и $1/2[1\bar{1}1](110)_{\rm F}$ вторая и последующие дислокация из феррита не могут пройти по той же самой плоскости скольжения, т.к. последующий сдвиг вдоль того же направления в цементите не приводит в точку локального минимума.

Оставшиеся шесть систем скольжения феррита (строки 7–12, табл.1) объединены по тому признаку, что для них, по-видимому, невозможна передача скольжения через межфазную границу феррит/цементит. Результаты МД моделирования свидетельствуют о том, что в плоскостях $\{011\}_C$ и $\{121\}_C$ не существует локальных минимумов вблизи векторов сдвига $0,15<311>_C$ и $0,17<012>_C$. Локальные минимумы вблизи вектора сдвига $0,15<311>_C$ получены в плоскости $\{103\}_C$, а локальные минимумы вблизи вектора сдвига $0,17<012>_C$ – в плоскости $(100)_C$. Однако, в обоих случаях линия их пересечения с плоскостью межфазной границы параллельна направлению $[010]_C$. Таким образом, половина всех возможных систем скольжения феррита не пересекают межфазную границу и участвуют в упрочнении ферритной фазы перлита.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ №13-02-00048.

- 1. Embury J.D., Fisher R.M. Acta Metall. 1966. V.14. P.147.
- 2. Langford G. Metall Trans. 1977. V.8A. P.861.
- 3. Sevillano J. J. Phys III 1991. V.1. P.967.
- 4. Zhang X., Godfrey A., Huang X., Hansen N., Liu Q. Acta Materialia. 2011. V.59 P.3422.
- 5. Lee T.C., Robertson I.M. and Birnbaum H.K. Scripta Metall. 1989. V.23, P.799.
- 6. Lee T.C., Robertson I.M. and Birnbaum H.K. Phil. Mag. A. 1990. V.62. P.131.

- 7. Lee T.C., Robertson I.M. and Birnbaum H.K. Metall. Trans. A. 1990. V.21. P.2437.
- 8. Zhang Y.D., Esling C., Calcagnotto M., Zhao X. and Zuo L. J. Appl. Cryst. 2007. V.40. P.849.
- 9. Карькина Л.Е., Карькин И.Н., Кузнецов А.Р. ФММ. 2014. Т.115. С.91.
- 10. Карькина Л.Е., Карькин И.Н., Зубкова Т.А. Атомистическое моделирование дефектов упаковки в цементите . 1. Плоскости, содержащие вектор [100]. ФММ. 2014 (в печати).
- 11. Карькина Л.Е., Карькин И.Н. Атомистическое моделирование дефектов упаковки в цементите. 2. Плоскости, содержащие вектор [010]. ФММ. 2014 (в печати).

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ, ЗАПАСЕННОЙ ПРИ ДЕФОРМАЦИИ АУСТЕНИТНОЙ СТАЛИ

Киселева С.Ф., Попова Н.А., Конева Н.А., Козлов Э.В.

Томский государственный архитектурно-строительный университет, Томск kisielieva1946@mail.ru

При деформации поликристаллических материалов возникают внутренние поля напряжений. По параметрам изгибных экстинкционных контуров, появляющихся на электронно-микроскопических изображениях деформированного материала, можно восстановить внутренние поля напряжений, возникающие в этом поликристалле [1]. Целью настоящей работы является изучение распределения плотности запасенной энергии в деформированной поликристаллической (средний размер зерен равен 34 мкм) аустенитной стали 110Г13. Деформация стали осуществлялась растяжением со скоростью $3,4\cdot10^{-4}c^{-1}$ при комнатной температуре на установке ИМАШ-5С вплоть до разрушения ($\varepsilon = 36\%$).

Методика определения компонент тензора напряжений и плотности запасенной энергии в деформированном материале

При упруго-пластической деформации амплитуды внутренних напряжений изгиба σ_{11} и кручения σ_{12} кристаллической решетки выражаются следующим образом [2–5]:

$$\sigma_{11} = \sigma_{11,nn} + \sigma_{11,ynp}, \qquad \sigma_{12} = \sigma_{12,nn} + \sigma_{12,ynp}.$$
(1)

Пластические (2,3) и упругие (4,5) составляющие амплитуды внутренних напряжений при изгибе и кручении соответственно рассчитываются по формулам:

$$\sigma_{11,nn} = \mu \sqrt{b \chi_{11,nn}}, \quad (2) \qquad \qquad \sigma_{11,ynp} = \mu \cdot t \ \chi_{11,ynp}, \quad (4)$$

$$\sigma_{12,nn} = \mu \sqrt{b \chi_{12,nn}}, \quad (3) \qquad \qquad \sigma_{12,ynp} = \mu \cdot t \ \chi_{12,ynp}, \quad (5)$$

где µ – модуль упругости, *b* – вектор Бюргерса, *t* – толщина фольги, χ_{11}, χ_{12} – компоненты тензора кривизны-кручения кристаллической решетки.

Используя значения амплитуды внутренних напряжений изгиба σ_{11} и кручения σ_{12} , плотность энергии деформированного изотропного тела в случае плоской задачи теории упругости можно определить по формуле [6]:

$$U = \frac{1}{4 \ \mu} \Big[(1 - \nu) \cdot (\sigma_{11})^2 + 2 \ (\sigma_{12})^2 \Big], \tag{6}$$

где v – коэффициент Пуассона.

Результаты и их обсуждение

Предложенная выше методика была использована в данной работе для определения внутренних напряжений и плотности запасенной энергии в образцах деформированной стали 110Г13. На рис.1 приведены электронно-микроскопические изображения структуры аустенитной стали 110Г13, наблюдаемые при различных степенях деформации.



Рис.1. Электронно-микроскопические изображения структуры деформированной стали 110Г13 при степенях деформации (є%): 5 (а), 10 (б), 29 (в). На микрофотографиях одиночные микродвойники обозначены ДВ, пакеты микродвойников – ПД

На электронно-микроскопических изображениях (рис.1) присутствуют дислокации, которые образуют либо хаотическую, либо сетчатую субструктуры (рис.1*а-в*), одиночные деформационные микродвойники (обозначены на рис.1 ДВ) и пакеты микродвойников (обозначены на рис.1 ПД). Во всех рассмотренных случаях на электронно-микроскопических изображениях наблюдаются изгибные экстинкционные контуры, по параметрам которых восстанавливались внутренние напряжения. Были построены гистограммы плотности энергии ΔU , запасенной при различных степенях деформации ($\varepsilon = 5-36\%$) аустенитной стали. На рис. 2 *а-е* приведены распределения плотности запасенной энергии. Анализ гистограмм для плотности запасенной энергии ΔU в деформированной аустенитной стали показал, что значения ΔU при степени деформации $\varepsilon = 5\%$ не превышают 20 Дж/см³. Среднее значение запасенной энергии при $\varepsilon = 5\%$ равно 1,1 Дж/см³ и дисперсия плотности энергии ($\sigma_{\Delta U} = 0,7$ Дж/см³) соизмерима со значением < ΔU >. Деформация в этом случае является пластической.



Рис.2. Распределения (*W*) плотности запасенной энергии при различных степенях деформации (ε) аустенитной стали: 5% (*a*), 10% (δ), 14% (*b*), 25% (*c*), 29% (∂), 36% (*e*). Приведены средние значения плотности запасенной энергии $\langle \Delta U \rangle$ и их дисперсия $\sigma_{\Delta U}$. Пунктирной линией показаны средние значения плотности запасенной энергии

Гистограмма запасенной энергии в аустенитной стали, деформированной до $\varepsilon = 5\%$, является одномодальной. При степени деформации $\varepsilon > 5\%$ появляются участки образца с запасенной энергией $\sigma > 20$ Дж/см³ (до 120 – 180 Дж/см³), т.е. появляются дополнительные моды, и гистограмма становится многомодальной. Количество до-

полнительных мод равно четыре ми более. При этом общая площадь дополнительных мод намного меньше площади первой моды. Общая площадь дополнительных мод растет при увеличении степени деформации от $\varepsilon = 10\%$ до $\varepsilon = 25\%$. Это означает, что увеличивается количество участков образца с запасенной энергией $\Delta U > 20$ Дж/см³. Однако по-прежнему площадь первой моды больше площади дополнительных мод. Дальнейшее увеличение степени деформации ($\varepsilon > 25\%$) сопровождается уменьшением общей площади дополнительных мод и увеличением площади первой моды, что в свою очередь соответствует снижению средних значений плотности запасенной энергии $\sigma_{\Delta U}$ при степенях деформации $\varepsilon > 5\%$, принимает значения большие, чем средняя плотность запасенной энергии том же значении ε .

Средние значения плотности запасенной энергии в деформированной аустенитной стали изменяются следующим образом: при увеличении степени деформации от $\varepsilon = 5\%$ до $\varepsilon = 14\%$ средние значения плотности запасенной энергии (< Δ U>) растут, причем сначала наблюдается резкий подъем этих значений, затем их рост замедляется; дальнейшее увеличение деформации почти не изменяет средних значений плотности запасенной энергии. А при степени деформации $\varepsilon > 25\%$ наблюдается их некоторое снижение.

Заключение

• Распределения плотности запасенной энергии в аустенитной стали в начале пластической деформации ($\varepsilon = 5\%$) являются одномодальными, при $\varepsilon > 5\%$ - многомодальными. Это связано с тем, что в деформированной ($\varepsilon = 10-36\%$) аустенитной стали на локальных участках образца одновременно могут присутствовать как пластическая, так и упруго-пластическая деформации.

• Дисперсия запасенной энергии ($\sigma_{\Delta U}$) при степени деформации $\epsilon > 5\%$ больше по величине, чем значения средних внутренних напряжений, что свидетельствует о неоднородности деформации по образцу.

• При увеличении степени деформации от $\varepsilon = 10\%$ до $\varepsilon = 25\%$ вклад от дополнительных мод сначала растет, что приводит с увеличению средних значений плотности запасенной энергии, а затем при $\varepsilon > 25\%$ убывает, в результате средняя плотность запасенной энергии снижается.

- 1. Конева Н.А., Козлов Э.В. Дальнодействующие поля внутренних напряжений в ультрамелкозернистых материалах // Структурно-фазовые состояния и свойства металлических систем / Под общ. ред. А.И. Потекаева. Томск: Изд-во НТЛ. - 2004. – С.83-110.
- Киселева С.Ф., Попова Н.А., Конева Н.А., Козлов Э.В. Определение внутренних напряжений и плотности энергии, запасенной при упруго-пластической деформации изотропного тела, по кривизне-кручению кристаллической решетки // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. – 2012. – Т.9. - №1. – С.7-14.
- 3. Киселева С.Ф., Попова Н.А., Конева Н.А., Козлов Э.В. Распределение внутренних напряжений и плотности запасенной энергии внутри отдельного зерна деформированного поликристалла. // Письма о материалах. – 2012. – Т.2. – С.84-89.
- 4. Киселева С.Ф., Попова Н.А., Конева Н.А., Козлов Э.В. Влияние микродвойников превращения на избыточную плотность дислокаций и внутренние напряжения деформированного ГЦК-материала // Изв. РАН. Серия физическая. 2012. Т.76. №13. С.70-74
- 5. Конева Н.А., Киселева С.Ф., Попова Н.А., Козлов Э.В. Эволюция внутренних напряжений и плотности запасенной энергии при деформации аустенитной стали 110Г13 // Деформация и разрушение материалов. – 2013. – № 9. – С. 38-42
- 6. Смирнов А.А. Молекулярно-кинетическая теория металлов, М.: Наука. 1966. 488с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИССИПАЦИИ И НАКОПЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ ПРИ КВАЗИСТАТИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ МЕТАЛЛОВ

Костина А. А., Плехов О.А.

Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Россия, kostina@icmm.ru

Для того чтобы адекватно описать процесс распространения трещины при пластическом деформировании металла, необходимо учитывать, что часть механической энергии, затраченной на пластическое деформирование, превращается в тепло, в то время как оставшаяся энергия накапливается в материале в упругих полях дефектов.

Анализ существующих теоретических попыток описания баланса энергии, позволяет сделать вывод о том, что накопленная энергия связана с эволюцией дефектов различных масштабных уровней и для ее описания необходимо использовать определяющие соотношения, описывающие эту эволюцию. В данной работе описание эволюции ансамблей дефектов основывается на статистико-термодинамической модели, разрабатываемой в Институте механики сплошных сред УрО РАН.

Внутренняя полевая переменная, представляющая собой плотность дефектов и совпадающая по смыслу с деформацией, обусловленной дефектами, имеет вид [1,2]:

$$\tilde{p} = n < \tilde{s} > , \tag{1}$$

где n – число дефектов в единице объема, \tilde{s} – микроскопический тензор, описывающий характерные дефекты (микротрещины, микросдвиги). Введение такого параметра позволило нам предложить модель, позволяющую рассчитывать величину накопленной энергии при пластическом деформировании металла.

Предполагается, что полная скорость деформации состоит из скорости упругой $\dot{\tilde{\varepsilon}}^{e}$, пластической $\dot{\tilde{\varepsilon}}^{p}$ и структурной $\dot{\tilde{p}}$ деформаций. Тогда справедливо следующее соотношение:

$$\dot{\tilde{\varepsilon}} = \dot{\tilde{\varepsilon}}^e + \dot{\tilde{\varepsilon}}^p + \dot{\tilde{p}} \,. \tag{2}$$

Упругие деформации подчиняются закону Гука в скоростной форме:

$$\dot{\tau}_0 = K \dot{\varepsilon}_0^e, \tag{3}$$

$$\dot{\tilde{\sigma}}_d = 2G\dot{\tilde{\varepsilon}}_d^e, \tag{4}$$

где K – изотропный упругий модуль, G – упругий модуль сдвига, σ_0 – шаровая часть тензора напряжений, $\tilde{\sigma}_d$ – девиаторная часть тензора напряжений, ε_0^e – шаровая часть тензора упругой деформации, $\tilde{\varepsilon}_d^e$ – девиаторная часть тензора упругой деформации.

Согласно второму закону термодинамики, мы можем получить диссипативное неравенство в следующем виде:

$$\tilde{\sigma} : \dot{\tilde{\varepsilon}}^{p} + (\tilde{\sigma} - \rho \frac{\partial F}{\partial \tilde{p}}) : \dot{\tilde{p}} - \overline{q} \cdot \frac{\nabla T}{T} \ge 0, \qquad (5)$$

где F = e - TS – свободная энергия, e – внутренняя энергия, T – температура, S – энтропия, \bar{q} – вектор теплового потока. Величины $\dot{\tilde{\varepsilon}}^{p}$, $\dot{\tilde{p}}$ представляют собой термодинамические потоки, а величины $\tilde{\sigma}$ и $\tilde{\sigma} - \rho \partial F / \partial \tilde{p}$ – термодинамические силы. Согласно принципу Онсагера из диссипативного неравенства можно получить квазилинейные определяющие соотношения в виде:

$$\dot{\tilde{\varepsilon}}^{p} = \Gamma_{\sigma}\tilde{\sigma} + \Gamma_{p\sigma}(\tilde{\sigma} - \rho \frac{\partial F}{\partial \tilde{p}}), \qquad (6)$$

173

$$\dot{\tilde{p}} = \Gamma_p (\tilde{\sigma} - \rho \frac{\partial F}{\partial \tilde{p}}) + \Gamma_{p\sigma} \tilde{\sigma} , \qquad (7)$$

где Γ_{σ} , $\Gamma_{p\sigma}$, Γ_{p} – кинетические коэффициенты.

Следуя [3], из первого закона термодинамики можно получить следующее соотношение [4]:

$$\nabla \cdot \overline{q} + r + \dot{Q}_e + \dot{Q}_p = -\rho c \dot{T} , \qquad (8)$$

где r – мощность теплового источника, $\dot{Q}_e = T(\partial \tilde{\sigma} / \partial T)$: $\dot{\tilde{\varepsilon}}^e$ – источник тепла, связанный с термоупругим эффектом, $c = T\partial^2 F / \partial T^2$ – удельная теплоемкость. Последнее слагаемое в левой части (8) представляет собой неупругий вклад в генерацию тепла и при изотермических условиях имеет вид:

$$\dot{Q}_{p} = \tilde{\sigma} : \left(\dot{\tilde{\varepsilon}}^{p} + \dot{\tilde{p}}\right) - \rho \frac{\partial F}{\partial \tilde{p}} : \dot{\tilde{p}} = \dot{W}^{p} - \dot{E}^{s} .$$
⁽⁹⁾

Первое слагаемое в соотношении (9) представляет собой скорость работы пластической деформации \dot{W}^{p} , а второе – скорость накопления энергии \dot{E}^{s} . Критическое значение величины накопленной энергии используется в данной работе в качестве критерия разрушения, поскольку оно является структурно-нечувствительным параметром и не зависит от условий испытаний [5].

Применение данного критерия продемонстрировано на примере моделирования процесса распространения трещины в образце из стали при его квазистатическом растяжении. Численное моделирование проводилось в конечно-элементном пакете Simulia Abaqus 6.13 с использованием академической лицензии. Напряженнодеформированное состояние образца рассчитывалось с помощью вышеописанной модели. Для реализации модели в пакете Simulia Abaqus использовалась пользовательская подпрограмма UMAT. Для моделирования процесса распространения трещины использовался расширенный метод конечных элементов (XFEM), реализованный в пакете. Главным достоинством метода расширенных конечных элементов является возможность моделирования процесса распространения трещины без перестраивания сетки, что уменьшает вычислительные затраты. Для внедрения критерия разрушения, основанного на критической величине накопленной энергии, использовалась подпрограмма UDMGINI. Нормаль к плоскости разрушения определялась как главное направление, соответствующее максимальному главному значению тензора плотности дефектов.

Рассматривалось квазистатическое растяжения плоского образца в трехмерном случае. Прямоугольные восьми узловые элементы с линейным законом изменения компонентов перемещения использовались для моделирования рассматриваемого процесса. На рисунке 1 показано изменение распределения накопленной энергии в вершине трещины в процессе растяжения образца. На рисунке 2 представлено изменение неупругого вклада в генерацию тепла в вершине трещины в процессе деформирования. На этих рисунках можно наблюдать, что в процессе квазистатического деформирования у вершины трещины образуется несколько зон, имеющих различную форму.



Рис. 1. Изменение распределения накопленной энергии в вершине трещины в процессе ее движения: *a*) начальное состояние, *б*) конечное состояние





Таким образом, описанная выше модель позволила нам сформулировать критерий разрушения, основанный на критической величине накопленной энергии, а также получить поля напряжений в вершине трещины, распределение накопленной энергии и неупругого вклада в генерацию тепла в вершине трещины в процессе квазистатического деформирования.

- Плехов О.А., Наймарк О.Б. Теоретическое и экспериментальное исследование диссипации энергии в процессе локализации деформации в железе // ПМТФ. – 2009. - Т.50. – В.1. -С.153-164
- 2. Наймарк О.Б. Коллективные свойства ансамблей дефектов и некоторые нелинейные проблемы пластичности и разрушения // Физ. мезомех. 2003. Т.6. №4. С. 45-72
- Rosakis P. et al. A thermodynamic internal variable model for the partition of plastic work into heat and stored energy in metals // Journal of Mechanics and Physics of Solids. – 2000. – N.48. – P. 581-607
- Костина А.А., Баяндин Ю.В., Плехов О.А. Моделирование процесса накопления и диссипации энергии при пластическом деформировании металлов// Физ. мезомех. – 2014. – Т.17. - №1. – С. 43-49
- 5. Федоров В.В. Термодинамические аспекты прочности и разрушения твёрдых тел. Ташкент: ФАН УзССР, 1979. 168 с.

РАЗРУШЕНИЕ ПЬЕЗОСЕГНЕТОКЕРАМИКИ ПРИ НАГРУЖЕНИИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Кочергин И. В., Жога Л. В.

Волгоградский Государственный Архитектурно-строительный Университет, г. Волгоград, Россия kocher-ivan@yandex.ru, levjog@mail.ru

Анализ разрушения и переходных токов в сегнетокерамике, возникающих при наложении постоянного электрического поля и механической нагрузки проведен в рамках модели движения 180° и не 180°-доменных стенок с учетом механических напряжений в образце. На основе анализа сделана оценка вкладов 180° и не 180°-доменных стенок в переходный ток.

Ключевые слова: моделирование, ток поляризации, доменные стенки, механическая нагрузка, микроразрушения

Введение

Использование сегнетоэлектрических материалов позволяет реализовать устройства радиоэлектроники с электрически управляемыми характеристиками. Активно захватывают ведущие позиции сегнетоэлектрики и в твердотельном приборостроении, измерительной технике. Исследование и прогнозирование процессов переключения поляризации в сегнетокерамике является важной задачей при конструировании и создании новой техники. Сегнетоэлектрические материалы в процессе их эксплуатации подвергаются воздействию электрических и механических нагрузок. При решении проблемы прочности сегнетокерамики важным является вопрос о том, как влияют внешние электрические и поля и механические нагрузки на динамику доменной структуры и развитие разрушения. Экспериментальные работы, посвященные кинетике разрушения сегнетокерамики в присутствии электрического поля и механической нагрузки, в которых рассматривается роль доменных переключений, весьма малочисленны [1].

Например, долговечность хрупких тел под действием постоянной нагрузки или постоянного электрического поля [7] можно описать формулой $\tau = Ae^{-B\sigma}$, в которой A определяет эффективную энергию активации, B – эффективный активационный объем процесса разрушения. Здесь $A = \frac{U_0 - bE}{kT}$, где U_0 – энергия активации разрушения, b – поляризационный заряд на единицу площади, который изменяется после на-

ния, *b* – поляризационный заряд на единицу площади, который изменяется после нагружения, а его изменения изучают по временным характеристикам токов.

Известно большое количество направлений экспериментальных исследований процессов динамики доменов в сегнетоэлектриках, приводящих к изменению поляризации [2 – 4]. Временные характеристики переполяризации обычно связывают с диэлектрической релаксацией неравновесного экранирующего объемного заряда с $\tau_g = \frac{\varepsilon_0}{\sigma} \sim 10^{-1} - 10^5 c$, на изменение которого должна влиять динамика доменных стенок при больших электрических полях и механических напряжений [5]. Вид тока поляризации сегнетокерамики может быть обусловлен особенностью динамики доменной структуры [6]. В силу значительного симметричного отличия воздействия механических и электрических нагрузок на сегнетоэлектрические образцы их совместное воздействие существенно изменяет поведение доменной структуры сегнетокерамики в отличие от случая действия одного (электрического или механического) нагружающего фактора [7, 8].

1. Методы исследования и образцы

Механическую нагрузку создавали методом осесимметричного изгиба, для чего образец помещали на опору диаметром 13 мм и сверху нагружали пуансоном диаметром 6 мм [7]. Для снятия электрических характеристик при механическом нагружении пластина сегнетокерамики покрывалась электродами. Последовательно образцу включали омическое сопротивление, напряжение с которого, пропорциональное току через образец, через интерфейс *RS*-232 регистрировалось с помощью компьютера (методика Мерца [8]).

Максимальные растягивающие напряжения рассчитывали по формуле для изгиба круглых пластин с недеформируемой нейтральной плоскостью:

$$\sigma = \frac{3}{2} \cdot \frac{1+\nu}{\pi h^2} \left(\ln \frac{b}{a} + \frac{1-\nu}{1+\nu} \cdot \frac{b^2 - a^2}{2c^2} \right) P$$
(1)

где *а* – радиус нагружающего пуансона; *b* – радиус нижней опоры; *с* – радиус образца; *v* – коэффициент Пуассона; *h* – толщина образца, *P* – приложенная сила.

2. Результаты опытов и обсуждение

На рис.1 показаны результаты изменения прочности сегнетокерамики в электрическом поле. Там же приведены максимальные значения импульсов переходного тока, одной из составляющей которых является ток поляризации, измеренных при ступенчатом нагружении образца электрическим полем перед механическим нагружением. Можно отметить, что в в области максимальной скорости падения прочности наблюдается максимальное значение тока, которое уменьшается параллельно с уменьшением прочности.



Рис. 1. Прочность сегнетокерамики в электрическом поле: прямоугольник – прочность, ромбик – ток.

Полученные экспериментальные результаты можно объяснить следующим образом. При приложении к образцу, находящемуся в электрическом поле, механических напряжений составляющая параллельная оси поляризации заставляет часть доменов совершить необратимые переориентации относительно направления ориентации поляризации. При этом в сегнетокерамике возникают сильные механические напряжения, образуются микротрещины, появляются дислокации, разного рода дефекты, которые тормозят переключение доменов при воздействии электрического поля. Это приводит, с одной стороны, к снижению прочности, и с другой стороны, к увеличению сегнетожесткости материала, что подтверждается уменьшением тока поляризации.

Заключение

Движения доменных границ позволяет с единой точки зрения описать экспериментальные закономерности поведения поляризационных токов и уменьшение прочности сегнетокерамики при электромеханическом воздействии. Наблюдаемый спад переходного тока при воздействии постоянного электрического поля может быть объяснен возникновением дефектов при действии электрического поля на динамику доменных стенок.

- Жога Л.В. Влияние электрического поля на разрушение сегнетокерамики / Жога Л.В., Шильников А.В., Шпейзман В.В. // Физика твердого тела, 2005. – Т. 47, №4. – С. 628-631.
- 2. Шур В.Я. Кинетика доменной структуры и токи переключения в монокристаллах конгруэнтного и стехиометрического танталата лития / Шур В.Я., Николаева Е.В., Шишкин Е.И., Кожевников В.Л. и др. // Физика твердого тела, 2002. – Т. 44, №11. – С. 2055-2060.
- Масловская А.Г. Имитационное моделирование процесса переключения поляризации сегнетоэлектрических кристаллов под действием инжектированных зарядов / Масловская А.Г., Барабаш Т.К. // Вестник МГОУ. Сер. «Физика - Математика», 2011. – №2. – С. 53-60.
- 4. Тиллес В.Ф. Модель упругой и релаксационной поляризации сегнетоэлектриков с распределением доменных границ по временам релаксации и собственным частотам / Тиллес В.Ф. Метальников А.М., Печерская Р.М.. Физика твердого тела, 2009. – Т. 51, №7. – С. 1415-1418.
- 5. Gundel H. Time dependent electron emission from ferroelectrics by external pulsed electric fields / Gundel H., Hańderek J., Riege H. // J. Appl. Phys., 1991. V. 69, №2. C. 957-982.
- 6. Пьезоэлектрическое приборостроение. Т. 1. Физика сегнетоэлектрической керамики / под ред. Гориша А.В. М. : ИПРЖ «Радиотехника», 1999. 367 с.
- 7. Шпейзман В.В. Кинетика разрушения поликристаллической сегнетокерамики в механическом и электрическом полях / Шпейзман В.В., Жога Л.В. // Физика твердого тела, 2005. Т. 47, №5. С. 843-849.
- 8. Нестеров В.Н. Абсорбционный ток в нагруженной сегнетокерамике / Нестеров В.Н., Кочергин И.В., Жога Л.В. // ФТТ, 2009. – Т. 51, №7. – С. 1439-1440.
- 9. Nesterov V.N. The computer analysis of dynamics of domain boundaries in ferroelectrics-Ferroelastics / Nesterov V.N., Shil'nikov A.V. // Ferroelectrics, 2002. – №265. – C. 153-159.
- Shil'nikov A.V. Mechanisms of motion of domain and interphase boundaries and their computer simulation / Shil'nikov A.V., Nesterov V.N., Burkhanov A.I. // Ferroelectrics, 1996. №175. C. 145-151.
- 11. Arlt G. 90°-domain wall relaxation in tetragonally distorted ferroelectric ceramics / Arlt G., Dederichs H., Herbiet R. // Ferroelectrics, 1987. V47, №1. C. 37-53.
- Жога Л.В. Кинетика хрупкого разрушения материалов в электрических и механических полях / Жога Л.В., Шпейзман В.В. – Волгоград. : ВолгГАСУ, 2008. – 198 с. – ISBN 978-5-98276-208-5.

ЭВОЛЮЦИЯ СТРУКТУРЫ НИКЕЛЯ В ХОДЕ ДЕФОРМАЦИИ В НАКОВАЛЬНЯХ БРИДЖМЕНА ПРИ ПОВЫШЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

Красноперова Ю.Г., Воронова Л.М., Дегтярев М.В., Пилюгин В.П., Чащухина Т.И.

ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, Россия, highpress@imp.uran.ru

Известно, что образование субмикрокристаллической (СМК) структуры при деформации в наковальнях Бриджмена приводит к формированию зародышей и снижению температуры рекристаллизации [1]. Это делает возможным реализовать динамическую рекристаллизацию при относительно низкой температуре. В настоящее время хорошо изучены закономерности протекания динамической рекристаллизации различных материалов в технологических процессах горячей деформации, не приводящих к измельчению зеренной структуры до субмикро- и нано уровня. Исследуются процессы динамической рекристаллизации, протекающие в условиях большой деформации и высокого давления при комнатной температуре, когда невозможно исключить последующие статические процессы роста зерна (постдинамическую рекристаллизацию), например, в меди [2]. В мировой литературе существует мнение, что динамическая рекристаллизация является основным механизмом измельчения структуры при большой пластической деформации, независимо от температуры деформирования [3]. Динамическая рекристаллизация определяет особую стадийность развития структуры, зависящую от температурно-скоростных условий деформации, часто характеризуемых параметром Холомона-Зинера [4]. В работе [2] показано, что стадийность развития структуры меди соответствует стадийности структуры ГЦК сплава ХН77ТЮР при горячей деформации. Следует отметить, что эти материалы обладают низкой ЭДУ. В никеле – металле с высокой ЭДУ – деформация при комнатной температуре на стадии СМК структуры контролируется динамическим возвратом, ограничивающим рост твердости и измельчение микрокристаллитов [5]. Последующий длительный нагрев СМК структуры при 100-150°С приводит к началу рекристаллизации. Поэтому мы предположили, что деформация никеля в наковальнях Бриджмена при 150°С будет сопровождаться динамической рекристаллизацией. Целью настоящей работы было провести сравнительное исследование структуры никеля, сформированной при деформации в наковальнях Бриджмена при 150°С, и СМК структуры, сформированной в наковальнях Бриджмена при комнатной температуре, а также структуры, сформированной путем деформации при комнатной температуре и последующего нагрева при 150°C.

Исследован никель (99,98% Ni), деформированный методом сдвига под давлением 8 ГПа при температуре 150°С с поворотом наковальни 2 и 7 оборотов. Блок наковален и помещенный между ними образец нагревали с помощью специальной печи сопротивления после установки на пресс. Температуру измеряли термопарой, присоединенной к неподвижной наковальне. Деформирование осуществляли по достижении заданной температуры. Время от окончания деформации до извлечения образца на воздух составляло не более 100 секунд. Твердость деформированных образцов измеряли на приборе ПМТ-3 при нагрузке 0,5Н по двум взаимно перпендикулярным диаметрам с шагом 0,25 мм. Структуру исследовали с помощью электронного микроскопа JEM 200СХ. Анализировали гистограммы распределения элементов структуры по размерам.

Результаты сравнивали с полученными ранее после деформации никеля при комнатной температуре и последующего отжига [6].
Структура никеля, деформированного при 20°С, изменяется от дислокационной ячеистой (e < 1.2) до СМК (e > 5.3) через стадию смешанной структуры [7]. При этом твердость изменяется согласно кривой 1 на рис.1. На стадии СМК структуры коэффициент роста твердости составляет 0.06 ГПа на единицу логарифмической деформации, при этом изменение среднего размера микрокристаллитов не выходит за пределы погрешности его определения. В работе [7] это объяснялось развитием динамического возврата. Последующий отжиг при 150°С, 32 ч никеля со смешанной и СМК структурой привел к началу низкотемпературной рекристаллизации и сниже-



Рис.1. Зависимость твердости никеля от логарифмической деформации. 1– деформация при 20°С; 2– деформация при 20°С с последующим отжигом при 150°С, 32 ч; деформация при 150°С на 2 оборота (3) и 7 оборотов наковальни (4)

нию твердости на 0.6 ГПа (кривая 2). Твердость никеля, деформированного при 150°С, оказалась еще ниже. Зависимости 3 и 4 показывают распределение твердости и логарифмической деформации по радиусу образцов, деформированных на 2 и 7 оборотов наковальни, соответственно. Видно, что твердость ниже, чем после холодной деформации и отжига. При этом увеличение длительности горячей деформации (кривая 4) привело к более низкой твердости.

Деформация с разным углом поворота наковальни при 150°С привела к формированию качественно подобной структуры с неоднородным распределением дефектов (рис. 2 *a*, *б*). Наблюдаются структурные при-

знаки динамической рекристаллизации: свободные от дислокаций зерна неправильной формы с широкими границами; скопления дислокаций около границ; мелкие кристаллиты и зерна, образующие ожерелья вокруг крупных зерен; зерна, содержащие неравномерно распределенные по объему свободные дислокации.



Рис. 2. Микроструктура никеля после деформации при 150°С на 2 оборота наковальни с *e* = 7 (*a*), на 7 оборотов наковальни *e* = 9 (*б*), при 20°С с *e* = 6 (*e*); деформации при 20°С с *e* = 9 и последующим отжигом при 150°С, 32 ч (*c*)



Рис. 3. Гистограммы распределения элементов структуры никеля по размерам после деформации при 150°С на 2 оборота наковальни с *e* = 7 (*a*), при 20°С с *e* = 6 (*б*); деформации при 20°С с *e* = 9 и последующим отжигом при 150°С, 32 ч (*в*)

Данные рисунка 3 а, б свидетельствуют о размерной однородности структуры, полученной как при горячей, так и при холодной деформации. Структура после деформации при комнатной температуре образована микрокристаллитами с узкими границами, в некоторых из них наблюдается дислокационная субструктура (рис. 2 в). Отжиг такой структуры при 150°С приводит к росту отдельных крупных зерен (рис. 2 г), образующих второй максимум на распределении (рис. 3 в). По среднему размеру элементов структура горячей деформации близка к структуре, полученной в результате холодной деформации и последующего отжига.

Работа выполнена по теме ИФМ УрО РАН «Кристалл» и проекту УрО РАН 12-У-2-1017. Электронно-микроскопическое исследование выполнено в ЦКП «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов» ИФМ УрО РАН.

- Смирнова Н.А., Левит В.И., Пилюгин В.П., Кузнецов Р.И., Дегтярев М.В. Особенности низкотемпературной рекристаллизации никеля и меди // ФММ. 1986. Т.62. Вып.3. С. 566-570.
- Чащухина Т.И., Дегтярев М.В., Романова М.Ю., Воронова Л.М. Динамическая рекристаллизация в меди, деформированной сдвигом под давлением //ФММ. 2004. Т.98. Вып. 6. С.98-107.
- T. Sakai, A. Belyakov, R. Kaibyshev, H. Miura, J. J. Jonas. Dynamic and post-dynamic recrystallization under hot, cold and severe plastic deformation conditions // Progress in Materials Science. 2014. V.60. P. 130–207.
- 4. Левит В.И., Смирнов М.А. Высокотемпературная термомеханическая обработка аустенитных сталей и сплавов. Челябинск: ЧГТУ, 1995. 276с.
- Пилюгин В.П., Гапонцева Т.М., Чащухина Т.И., Воронова Л.М., Щинова Л.И., Дегтярев М.В. Эволюция структуры и твердости никеля при холодной и низкотемпературной деформации под давлением. // ФММ. 2008. Т.105. Вып. 4. С. 438-448.
- Воронова Л.М., Дегтярев М.В., Чащухина Т.И. Термическая стабильность структуры никеля различного типа, полученной при деформации под высоким давлением. //Сборник материалов XIX Петербургских чтений по проблемам прочности, ч.2. Санкт-Петербург, 2010 г. С. 263-265.
- Красноперова Ю.Г., Воронова Л.М., Дегтярев М.В., Чащухина Т.И., Реснина Н.Н. Рекристаллизация никеля при нагреве ниже температуры термоактивируемого зарождения// ФММ в печати.

МЕХАНИЗМЫ ОБРАЗОВАНИЯ ДЛИННОГО ДИСЛОКАЦИОННОГО СОЕДИНЕНИЯ В ГЦК МОНОКРИСТАЛЛАХ

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

ТГАСУ, Томск, Россия, riklaz@mail.ru

Продуктами дислокационных реакций, между дислокациями некомпланарных систем скольжения, являются дислокационные соединения или зоны аннигиляции дислокаций, которые расположены на линии пересечения плоскостей скольжения реагирующих дислокаций. В результате пересечении скользящей дислокации PQ первичной плоскости скольжения (d) с реагирующей дислокацией леса NM вторичной плоскости скольжения (c) образуется дислокационное соединение EF (рис. 1).

В работе рассмотрены дислокационные соединения, образованные при произвольном пересечении сегментов реагирующих дислокаций, с использованием предложенного ранее авторами работы [1, 2], метода для расчета прочности дислокационных соединений.



Рис.1. Геометрия дислокационной конфигурации с выбранной системой координат ХОҮ. Скользящая дислокация РО и дислокация леса MN пересекаются в т. О, образуя дислокационное соединение EF, расположенное на оси ОУ. Углы наклона скользящей дислокации РО и дислокации леса MN к линии пересечения плоскостей скольжения до образования соединения есть α и φ. Оба узла Е и F под действием приложенного напряжения ↔ получают смещение, новое положение узлов обозначено К и L. S_i – площадь заметаемая соответствующим сегментом под действием внешнего напряжения т. ABCD тетраэдр Томпсона. Длины дислокационных сегментов после образования соединения есть d_1, d_2, \ldots, d_6 .

Произвольные пересечения дислокаций характеризуются различными значениями параметров $\gamma_g = QO/QP$ и $\gamma_f = NO/NM$, которые отражают отношения длин сегментов реагирующих дислокаций (рис. 2). Длина дислокационных соединений зависит от соотношений длин сегментов реагирующих дислокаций $\gamma_g = 0,1 \div 0,9$ и $\gamma_f = 0,1 \div 0,9$. При произвольных пересечениях реагирующих дислокаций, которые характеризуются значениями параметров $\gamma_g = QO/QP = 0,1 \div 0,3$ и $\gamma_f = NO/NM = 0,1 \div 0,3$ (рис. 2, *a*-б) образуются длинные дислокационные соединения. Длина соединений, при данных пересечениях, составляет $\approx 0,7L \div 0,9L$, где L – длина свободного сегмента реагирующей дислокации. При пересечениях,

 $\gamma_g = 0,7 \div 0,9$ и $\gamma_f = 0,7 \div 0,9$ (рис. 2, *з-ж*) образуются короткие соединения, длина которых ≈ 0,1*L* ÷ 0,3*L* [1].



Рис. 2. Схематичное представление произвольных пересечений реагирующих дислокаций. Параметр $\gamma_g = QO: QP = 0,1 \div 0,9$ отражает отношение длин сегментов скользящей дислокации PQ. Параметр $\gamma_f = NO: NM = 0,1 \div 0,9$ отражает отношение длин сегментов дислокации леса MN. Точка O – точка пересечения реагирующих дислокаций. Дислокация EF является дислокационным соединением, образовавшимся в результате реакции. Симметричное пересечение дислокаций посередине (*г*) соответствует значениям $\lambda_g = 0,5$ и $\lambda_f = 0,5$. Остальные пересечения (*a*, *b*, *b*, *d*, *e*, *ж*, *з*) – произвольные.

В результате взаимодействия реагирующих дислокаций некомпланарных систем скольжения, образуется дислокационная конфигурация (рис.1), энергию которой можно описать, как было показано ранее в работе [2] функцией двух переменных

$$F(y_k, y_l) = E_1(y_k)d_1(y_k) + E_2(y_k)d_2(y_k) + E_3(y_k)d_3(y_k) + E_4(y_L)d_4(y_L) + E_5(y_L)d_5(y_L) + E_6(y_L)d_6(y_L) - \tau b(S_1(y_k) + S_2(y_k) + S_3(y_L) + S_4(y_L)),$$
(1)

где y_k , y_L – координаты тройных дислокационных узлов K и L, $E_i(y_i)$ – собственная энергия дислокационного сегмента соответствующей длины $d_i(y_i)$, $S_i(y_i)$ – площади, заметаемые дислокационными сегментами под действием приложенного напряжения τ , b – модуль вектора Бюргерса скользящей дислокации (рис.1). Под действием внешнего напряжения τ дислокационная конфигурация перестраивается. Тройные дислокационные узлы E и F смещаются вдоль линии дислокационного соединения, принимая новые положения K и L, соответственно. Энергия новой равновесной конфигурации будет определяться минимумом функции $F(y_k, y_L)$.



D_i,Å

2800

2600

2400

2200

2000

1800

40

80

в)



Рис.4. Схема образования длинного дислокационного соединения – (*a*). Изменение длины дислокационного соединения Dj в зависимости от приложенного напряжения $\tau - (\delta)$. Зависимость энергии $F(y_k, y_L)$ дислокационной конфигурации от длины дислокационного соединения $Dj - (\epsilon)$. Результаты приведены для $\gamma_g = 0.2$, $\gamma_f = 0.6$, $\alpha = 70^{\circ}$, $\varphi = 10^{\circ}$, ось деформации [100].

В результате исследования изменения длин дислокационных соединений, под действием приложенного напряжения, выявлены механизмы разрушения дислокационных соединений. Обнаружено [2, 3], что под действием приложенного напряжения дислокационные соединения могут не только разрушаться, но возможна ситуация, когда длина дислокационного соединения, наоборот, увеличивается. При пересечениях реагирующих дислокаций, которые характеризуются значениями параметров $\gamma_g = QO/QP = 0.1 \div 0.3$ и $\gamma_f = NO/NM = 0.5 \div 0.7$, движение узла *K* (рис. 3) затруднено в силу геометрии дислокационной конфигурации. Несмотря на то, что длина сегментов *LM* и *LP* в начале процесса уменьшается, узел *L* получает большее смещение, чем узел *K* (рис. 3, *a*).

τ, МПа

120

Энергия дислокационной конфигурации в равновесных состояниях при заданном приложенном напряжении τ , представлена функции $F(y_{1,y_2})$. Процесс перестройки дислокационной конфигурации под действием напряжения идет с выделением энергии (рис. 3, δ). В результате возможны две ситуации: первая – один из сегментов *LM* или *LP* реагирующих дислокаций достигнет критической длины и, под действием приложенного напряжения τ , потеряет устойчивость; вторая – при возрастании длины комбинированной дислокации, образуется длинное соединение, для разрушения которого требуется дополнительное внешнее напряжение (рис. 3, ϵ). Выявлено, что при $\tau > 50$ МПа, доля длинных, прочных соединений составляет порядка 60%, эти соединения обеспечивают накопление дислокаций в зоне сдвига.

- 1. Куринная Р.И. Расчеты длин дислокационных соединений в ГЦК-кристаллах. / Куринная Р.И., Зголич М.В. Старенченко В.А. // Изв. Вузов. Физика. 2004. №7. С. 19–25.
- Старенченко В.А. Образование протяженных соединений и барьеров в результате междислокационных реакций в ГЦК кристаллах. / Старенченко В.А., Зголич М.В., Куринная Р.И. // Изв. Вузов. Физика. – 2009. – №3. – С. 25–30.
- Зголич М.В. Влияние приложенного напряжения на длину дислокационного соединения, образованного при взаимодействии реагирующих дислокаций в ГЦК кристаллах / Зголич М.В., Куринная Р.И., Старенченко В.А. // Вестник Тамбовского университета. Сер. Естественные и технические науки. – Тамбов, 2013. – Т.18, вып. 4, Часть 2. – С. 1554– 1555.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИННОВАЦИОННЫМИ АМД-МЕТОДАМИ ВЛИЯНИЯ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ НА СТРУКТУРУ И СВОЙСТВА МАТЕРИАЛОВ

Кустов А.И.*, Мигель И.А

^{*}Воронежский государственный педагогический университет, Россия ВУНЦ ВВС ВВА им. профессора Н.Е.Жуковского и Ю.А.Гагарина,Воронеж, Россия

akvor@yandex.ru

В первое десятилетие XXI века всё более широко используются такие инновационные методы исследования материалов как методы акустомикроскопической дефектоскопии (АМД). Физические основы АМД-методов достаточно полно изложены, в том числе и в ряде наших работ [1-3]. Их преимущества заключаются в возможности получения и анализа акустических изображений на различных глубинах от поверхности. Кроме того, метод V(Z)-кривых обеспечивает измерение ряда физических параметров объектов, таких например, как скорость акустических волн (AB), уровень их затухания ($\Delta V/V\%$) и др. Благодаря их измерениям с помощью АМДметодов удается выявлять и оценивать степень эффективности внешних воздействий (BB) на структуру и свойства материалов. К наиболее эффективным BB можно отнести различные явления переноса, в том числе диффузию различных веществ с поверхности. Целью нашей работы было изучение влияния BB, в том числе и явлений переноса, на структурные параметры приповерхностных слоёв материалов методами акустомикроскопической дефектоскопии (АМД-методами).

На рис.1 представлена схема исследований, демонстрирующая измерения параметров AB как со стороны плоскости воздействия, так и в обеих перпендикулярных ей плоскостях. Для практических расчетов, например, процесса диффузии необходимо уметь определять значения параметров, входящих в уравнения, описывающие отдельные стадии химико-термической обработки. Коэффициент диффузии – основной параметр кинетики диффузионного насыщения. Обычно он определяется по экспериментальному распределению концентрации диффундирующего элемента по толщине слоя $c(x, \tau)$, либо из анализа количества диффундирующего вещества в образцы в зависимости от времени [4]. Однако, куда более надёжно и точно коэффициент диффузии для практических расчетов можно определить для стационарных условий химико-термической обработки по толщине диффузионного слоя. Считая, что толщине диффузионного слоя соответствует конкретное значение концентрации диффундирующего элемента C_T , получим: $c_T(x, \tau)/c_{\Pi OB} = 1 - erf(x_\tau/2 \cdot \sqrt{D \cdot \tau}) = const$.

Следовательно, выражение под знаком функции *erf* постоянно и, значит: $x_{\tau}^2 = Dk\tau$ и $D = x_{\tau}^2 / k \cdot \tau$.

Это выражение позволяет оценить *D*, если суметь измерить толщину слоя. Данная задача не всегда решается металлографически.

В качестве параметров диффузионного процесса нами были выбраны значения скорости ПАВ (υ_R), уровень затухания этих волн ($\Delta V/V$ %). По их значениям получали зависимости толщины слоя с измененными свойствами от концентрации вещества-диффузанта, от температуры и времени проведения процесса. В более ранних работах нами неоднократно приводились характерные для металлических материалов V(Z)-кривые [2,5], поэтому обратим внимание лишь на результаты использования таких зависимостей.

На рис.2 представлен результат измерения значений скоростей υ_R поверхностных акустических волн (ПАВ) на вертикальных плоскостях испытуемых образцов (см. рис.1). Полученная калибровочная кривая позволяет оценивать по значениям v_R глубину протекания процесса и уровень свойств материала.



Рис.1. Схема исследования свойств материала после диффузионного воздействия



Рис. 2. Изменение скорости υ_R в стали 08X18H10T в зависимости от глубины азотированного слоя

На рис.3 представлена серия значений υ_R , полученная на различном расстоянии (*h*) от поверхности образцов стали 18ХГТ, подвергнутой цементации. Каждая из точек получена усреднением значений 7–11 измерений. Аппроксимация полученной кривой осуществляется логарифмической зависимостью с коэффициентом ~0,91. Со значения 600–620 мкм υ_R достигает своего максимального значения, характерного для сердцевины объекта исследования.



Рис. 3. Изменение значений скорости υ_R ПАВ в стали 18ХГТ в зависимости от глубины *h* слоя цементации.



Рис.4. Зависимость уровня затухания AB от расстояния (*h*) от поверхности образцов стали 18ХГТ, подвергнутых цементации.

Если считать глубиной слоя диффузии (в зависимости от выбранных критериев 0,5 или 0,8 от значений U_R в материале без диффузии) соответствующее расстояние h_0 , то расчет его значения с помощью САМ эффективен, надежен и учитывает локальные изменения физических параметров. Толщина диффузионного слоя оценивалась также по другому акустомикроскопическому параметру – $\Delta V/V\%$. На рис.4 демонстрируется кривая уменьшения затухания АВ с глубиной диффузионного слоя.

Используя полученные зависимости $\Delta V/V\%$ и ν_R определяли глубину слоя диффузии. Определив экспериментально *k* и τ , оценивали коэффициент диффузии. На рис.5 представлена кривая, показывающая, как изменяется глубина проникновения при увеличении времени выдержки (параболическая

аппроксимация с коэффициентом ~0,9751). Полученный график позволяет оценить время, после которого диффузия вещества внутрь объекта практически прекращается (для 18ХГТ ~10 час.).

И, наконец, САМ позволяет рассчитывать прочностные характеристики слоев с измененными свойствами [5]. Для ряда сталей были получены холл-петчевские зависимости $\sigma_{0,2}$ от размера зерна приповерхностных слоев, а также корреляционные для υ_R и твердости HV. Одна из них демонстрируется на рис.6 (для ст. 09Г2С). Практически связь является линейной, что подтверждает коэффициент аппроксимации более 0,9.



Таким образом, методы акустомикроскопической дефектоскопии позволяют изучать влияние внешний воздействий, в том числе процессов диффузии, на материалы, получать набор их характерных параметров. В дальнейшем следует продолжить исследования в этой области с максимальным использованием преимуществ АМД-методов. Например, предполагается оценивать *локальные изменения* структуры и свойств материалов, подвергнутых термическим, деформационным или диффузионным воздействиям, усовершенствовать методики расчёта характеристик для различных по толщине слоёв материалов.

- 1. Кустов А.И. // "Физика и химия стекла", 1998 т.24 №6 с.817-824.
- 2. Kustov A.I., Migel I.A. // NATO Security through Science Series A: Chemistry
- 3. and Biology. Ed. Dm.Schur. Springer 2007. p.451-458.
- 4. Кустов А.И., Мигель И.А. // "Фазовые превращения и прочность кристаллов"
- 5. Сб. тезисов докладов IV Международной конференции, Черноголовка, 2006 с.72.
- 6. Бокштейн С.З. Диффузия в металлах. М., Металлургия, 1978 248 с.
- 7. Мигель И.А. и др. Исследование структурных параметров металлических материалов и их влияние на физико-механические свойства методами акустической микроскопии // Металлофизика и новейшие технологии, межд. науч.-техн. журн., Киев, 2009, Т.31, №3, с.381-388.

ПРИМЕНЕНИЕ АМД-МЕТОДОВ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ

Кустов А.И.*, Мигель И.А

^{*}Воронежский государственный педагогический университет, Россия ВУНЦ ВВС ВВА им. профессора Н.Е.Жуковского и Ю.А.Гагарина, Воронеж, Россия, <u>akvor@yandex.ru</u>

Введение. В настоящее время по-прежнему актуальна задача выявления и характеризации состояний материалов, предшествующих разрушению (предельных состояний). Не менее важны и проблемы деформации материалов, прежде всего, металлических. В настоящей работе рассмотрены результаты применения для решения этих проблем АМД-методов [1–3].

Оценки деформационного состояния материалов осуществлялись с помощью различных, взаимодополняющих методик. Например, на поверхность объекта исследований наносились калиброванные "метки" (см. схему на рис.1, рис.2). Определив начальную величину периодов c и d до деформационного воздействия и их трансформацию после неё рассчитывали значение степени деформации. Структура "меток" на поверхности образца наблюдается в режиме акустической визуализации. Принципиально иная методика оценки степени деформации исследуемого образца осуществлялась путём статистической обработки результатов анализа зёрененной структуры. Эта усредненная характеристика является одним из критериев оценки степени деформации приповерхностной структуры образцов позволял наблюдать изменение конфигурации зёрен на глубине до нескольких десятков микрометров, а значит оценивать степень деформации материала.



Рис. 1. Схема расчёта степени деформации поверхности материала по нанесенной регулярной структуре.



Рис. 2. Акустическое изображение микроструктуры ст. ВНС-2М (H₂O, f = 407 МГц, 28 мкм/дел., Z = -12 мкм).



Рис. 3. Характерная V(Z)кривая для исследуемой области в стали 60Г (масштаб 1дел. по горизонтали 6,2 мкм, по вертикали 0,5 В/дел., число максимумов – 6).

Не менее важными критериями оценки деформации являются критерии, основанные на применении методов анализа V(Z)-кривых [4,5]. Они позволяют рассчитать значения скорости акустических волн (AB), прежде всего поверхностных (v_R). При деформации материала меняются как интегральные, так и локальные значения v_R . По их величинам, а также по степени дисперсии судят о степени деформации материала. На рис.3 и 4 представлены характерные V(Z)-кривые для различных сортов стали. Их анализ позволяет оценить уровень поглощения AB в материале, а также величину v_R и модуля упругости E (см. выражения 1–4).

$$E = v_R^2 \cdot \frac{2\rho \cdot (1+\gamma)^3}{(0,87+1,12\gamma)^2}; \qquad (1) \qquad \qquad G = v_R^2 \cdot \rho \cdot \left(\frac{1+\gamma}{0,87+1,12\gamma}\right)^2. \qquad (2)$$

$$\Delta Z_{N} = \frac{\upsilon_{l}}{2 \cdot f} \cdot \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{\upsilon_{l}}{\upsilon_{R}}\right)^{2}} \right]^{-1} \quad (3) \qquad \qquad \upsilon_{R} = \upsilon_{l} \cdot \left[1 - \left(1 - \frac{\upsilon_{l}}{2 \cdot f \cdot \Delta Z_{N}}\right)^{2} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (4)$$

Деформация металла, возникновение упругих неоднородностей или микротрещин проявляется в трансформации характерной зависимости выходного сигнала преобразователя V от расстояния Z до линзы. Поэтому, АМД-методы обеспечивают получение и анализ изображений с различной конфигурацией зёрен после различной степени деформации (рис.5), а также измерение соответствующих значений v_R . Анализ изображений и расчёт v_R по V(Z)-кривым позволил получить для ряда сталей взаимозависимости v_R , степени деформации, размеров зерна (рис.6).







Рис. 4. Пример V(Z) – кривой для стали 10Х12Н2ВМФ (H₂O, масштаб по горизонтали: 14 мкм/дел., по вертикали: 0,25 В/дел., ΔZ_N = 17,4 мкм).

Рис.5. Акустомикроскопическая визуализация структуры стали с различной ориентацией относительно плоскости прокатки (50% деформация; слева – шлиф параллелен плоскости прокатки; справа – шлиф перпендикулярен плоскости прокатки; Z = -10 мкм, масштаб 50 мкм/дел.).



Рис. 6. Выявленная взаимосвязь структурных и акустических параметров материалов (ст. 18ХГТ)

Таким образом, применение АМД-методов позволяет непосредственно рассчитывать степень деформации по акустическим снимкам, или определять эту характеристику по значениям скорости ПАВ в образцах. V(Z)-метод, также, позволяет количественно характеризовать текстуры. Пример выявления текстур (анизотропии модуля упругости в стали 60Г) представлен на рис.7.



Рис. 7. Анизотропия эффективного модуля упругости $E_{3\phi\phi}$ после ТМО различного вида для образцов стали 60 Г: 1 – деформация волочением до 57%; 2 – патентирование; 3 – эталон (без деформации); (левые и средние столбцы – измерения в направлении, вдоль прокатки, правые – поперек).

Главными условиями выбора материала являются такие критерии как *прочность*, надежность и долговечность. Качественно уровень каждого из критериев характеризуют близостью к состоянию, когда величина каждого переходит границу, за которой изделие теряет работоспособность. Такое состояние материала называют предельным (ПС). Оно непосредственно связано с локальным разрушением (ЛР).

Современные методы технической диагностики начальных стадий разрушения позволяют обнаруживать дефекты повреждаемости при определенном масштабе их

развитости, но не оценивают степень или уровень критичности состояния материала, содержащего эти дефекты. Прямое и косвенное наблюдение областей ЛР (зарождение и распространение микронесплошностей и микротрещин) чрезвычайно затруднено их вероятностным характером и субмикроскопическими размерами. Решить эту задачу, хотя бы и не в полной мере, позволяют методы акустомикроскопической дефектоскопии.



Рис. 8. Экспериментальная зависимость обратного коэффициента поглощения AB $(V/\Delta V)$ для стали 18ХГТ от расстояния до центра микротрещины.



Рис. 9. Изменение коэффициента K_{1C} в районе микротрещины для стали 18ХГТ в зависимости от её длины l

Для трещин длиной *l* и радиусом *r* напряжение в вершине:

$$\sigma_{\max} = \sigma_{cp} \cdot 2 \cdot \sqrt{l/r} \tag{5}$$

т.е. концентрация напряжений тем больше, чем длиннее трещина и острее ее вершина.

Методы АМД позволяют непосредственно наблюдать на акустических изображениях дефекты типа микротрещин. Характеризация такого типа дефектов может проводиться как в режиме акустической визуализации, так и по V(Z)-кривым. Изменение высоты их главного максимума характеризует рассеяние AB в зависимости от удаления от микротрещины.

Теоретической основой испытаний материалов на вязкость разрушения является линейная механика разрушения. Разработанные По Ирвину [6] можно оценить влияние трещин и подобных дефектов на сопротивление материала хрупкому разрушению (с помощью параметра К): $K = \alpha \cdot \sigma_H \cdot \sqrt{l}$ (6), где α – коэффициент, зависящий от типа образца и трещины; σ_H – номинальное (среднее) напряжение вдали от трещины; l – длина трещины. Параметр

Ирвина К определяют экспериментально.

Эта характеристика связана, хотя и неявным образом, с другими критериями прочности, например, с $\sigma_{0,2}$. С увеличением $\sigma_{0,2}$ величина K_{IC} снижается. Например, для сталей при изменении $\sigma_{0,2}$ в пределах (1,10 – 2,10) ГПа K_{IC} меняется от 315 до 100 МПа м^{1/2}. Помимо качественной характеристики надежности, K_{IC} дополняет параметры $\sigma_{0,2}$ и *E* при расчетах на прочность деталей из высокопрочных материалов. Пример полученной для стали 18ХГТ зависимости K_{IC} от длины микротрещины *l* представлен на рис. 9.

Выводы. Проведенное нами статистически значимое количество экспериментов доказывает, что методы АМД позволяют эффективно оценивать уровень деформации образцов, степень предельности состояния материала, а также определять ряд прочностных характеристик в пределах области контроля.

- 1. Wilson R. G., Weglein R. D. // Appl. Phys. 1994. V. 55. N 9. P. 3261-3275
- 2. Кустов А.И., Мигель И.А. и др. // М и ТОМ. 1998. № 4. С. 29 32.
- 3. Кустов А.И., Мигель И.А. // "Материаловедение", 2010 2 (155) c.9-14.
- 4. Кустов А.И. // "Физика и химия стекла", 1998 т.24 №6 с.817-824.
- 5. Кустов А.И., Мигель И.А., Щербинин И.А. // Сб. Трудов XX С.-Петерб. Чтений по проблемам прочности, aпp.2010, ч.1 – 368 с (с. 243-245).
- Ирвин, Д.Ж. Основы теории роста трещин и разрушения / Д.Ж Ирвин, П.Парис // Разрушение. Т.З. / под ред. Г. Либовиц. – М.: Мир, 1976. – С. 17–66.

ПРЕДРАЗРУШЕНИЕ ГЕОМАТЕРИАЛОВ ПРИ ВЗРЫВНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ В РАМКАХ КОНЦЕПЦИИ НАКОПЛЕНИЯ ПОВРЕЖДЕНИЙ

Кочанов А.Н.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем комплексного освоения недр РАН, Москва, Россия, kochanov@mail.ru

Для описания процесса деформирования и разрушения твердых тел общепринятыми являются подходы, основанные на концепции накопления повреждаемости, основные принципы которой разработаны в работах [1-2]. В соответствии с данной концепцией при воздействии на материалы происходит накопление повреждений, обусловленное чисто силовым зарождением трещин и пор. Общие закономерности процесса разрушения независимо от вида воздействия заключаются в зарождении и росте дефектов на разных масштабных уровнях, их слиянии и разделении материала с образованием одной или более свободных поверхностей и отдельных фрагментов [3-5]. Начальная стадия этого процесса, обусловленная дискретным накоплением микродефектов, характеризуется как предразрушение [6–7]. Для оценки параметров микротрещин, образующиеся в результате взрывного воздействия, использована электронная микроскопия, с помощью которой и получены их изображения. По результатам исследований установлено, что размер (величина раскрытия) микротрещин, образующихся при взрывном воздействии для конкретных условий эксперимента, составлял 0,1–10,0 мкм. На рис. 1 в качестве примера показан вид микротрещин в образцах песчаника и гранита с величиной раскрытия менее 1,0 мкм.



Рис. 1. Микротрещины в образцах песчаника (а) гранита(б) после взрывного воздействия по данным электронной микроскопии

Для экспериментального изучения закономерностей развития микротрещин на разном расстоянии от заряда использовался ультразвуковой метод контроля. Микрозаряд ВВ располагался в центре образца, а его параметры подбиралась с таким расчетом, чтобы исключить разрушение образцов на отдельные фрагменты. Осуществлялось определение значений скорости продольных волн с шагом 3 см до и после взрывного воздействия. На рис. 2 представлено распределение относительного изменения скорости продольных волн dC_p в образце песчаника с расстоянием от заряда, который располагался на профиле Р4 в точке 7. Относительное изменение скорости dC_p определялось как $dC_p = 100(C_{po} - C_p)/C_{po}$ (C_{po} , C_p – скорость продольных волн до и после взрывного воздействия).

Для образца песчаника наблюдается характерная зависимость уменьшения степени поврежденности с увеличением расстояния от центра взрывного воздействия. Можно выделить несколько областей, отличающихся значениями скорости продольных волн, развитие которых в силу исходной неоднородности образца носит асимметричный характер. Для целого ряда геоматериалов изменения скорости продольных волн было незначительно и находилось в пределах ошибки измерений, в том числе не наблюдалась привязка интенсивности микронарушений с расстоянием от центра взрывного воздействия. Это впервую очередь связано с тем, что в зависимости от структурного состояния геоматериалов, их петрографических особенностей реализуются или вообще нереализуются те или иные микромеханизмы разрушения.



Рис. 2. Распределение значений относительного изменения скорости продольных волн в песчанике после взрывного воздействия: 45–55% (1), 30–45% (2), 15–30% (3), 0–15% (4)

Зарождение и развитие микротрещиноватости при взрывном воздействии первоначально обусловлено действием волн напряжений. В рамках модели академика Шемякина Е.И. [8] трение частиц и предразрушение обуславливает более сильное затухание амплитуды волн напряжений по сравнению с упругой моделью, которое с расстоянием от заряда можно представить в виде зависимости:

$$\sigma(r) = \frac{A}{r^{2-\alpha}}$$

где $\alpha = \mu/(1 - \mu), \mu - коэффициент Пуассона$

Следует отметить, что расчеты по параметрам волн напряжений с использованием упругой модели приводят к результатам, противоречащим опытным данным. Коэффициент затухания *m* амплитуд массовых скоростей оказывается слишком малым для сферически расходящихся волн m = 1,0. За пределами зоны дробления коэффициент затухания близок к единице только для очень однородных сред, в то время как для горных пород в этой области он существенно больше m = 1,7-1,9, что отражает модель Шемякина Е.И..

Для описания множественных микроповреждений в результате взрывного воздействия введем параметр повреждаемости, характеризующей степень поврежденности геоматериала в каждой его рассматриваемой области в виде:

$$\Psi(r) = \frac{n(r) - n_o}{n_* - n_o}$$

где n_0 , n(r) — концентрация дефектов до и после воздействия на определенном расстоянии г от заряда; n_* — критическая концентрация дефектов, при достижении которой развивается макроразрушение.

На основании исследований [9] принимаем, что рост микродефектов происходит со скоростью, зависящей от градиента напряжений:

$$V_{mp} = l_o \frac{\sigma(r) - \sigma_0}{4\eta}$$

где $\sigma(r)$ – амплитуда напряжений, σ_0 – критический уровень напряжений, определяющий возможность роста дефектов, l_0 – размер дефекта, η – характеристика свойств среды.

Развитие микродефектов при прохождении волн напряжений происходит в том случае, если напряжения на фронте волны $\sigma(r)$ превышают некоторое минимальное значение σ_0 . В соответствии с критерием Ирвина для старта трещины l_0 необходимо выполнение неравенства:

$$K_D = \sigma_0 \sqrt{\pi l_0} \rangle K_d$$

где K_d – трещиностойкость материала при динамическом нагружении, K_D – динамический коэффициент интенсивности напряжений.

После ряда допущений можно представить показатель поврежденности в виде:

$$\Psi(r) = \frac{\sigma(r) - \sigma_0}{\sigma_* - \sigma_0}$$

где σ_{*} – прочностная характеристика, определяющая максимально возможный уровень нагружения для данного материала.

В результате проведенных исследований показано, что при взрывном воздействии имеет место множественное, первоначально дискретное развитие микродефектов под действием взрывных волн напряжений. Этот процесс определяется амплитудой волн напряжений, а также степенью неоднородности геоматериалов. Образование микродефектов при распространении волн напряжений вызывает более интенсивное ее затухание по сравнению с упругой области. Многообразие и сложность реальных механизмов разрушения геоматериалов не позволяет построить обобщенную модель разрушения и дать соответствующее математическое описание. Поэтому речь идет о создании критериях разрушения, удовлетворительно описывающих поведение конкретных типов геоматериалов в определенных условиях нагружения.

- 1. Работнов Ю.Н. Механика деформируемого твердого тела. М.: Наука, 1979, 714 с.
- 2. Качанов Л.М. Основы механики разрушения.- М.: Наука, 1974
- 3. Морозов Н.Ф., Петров Ю.В. Проблемы динамики разрушения твердых тел. СПб.: Извво, СПб ун-та, 1977- 132 с.
- 4. Ботвина Л.Р., Опарина И.Б. Кинетика разномасштабного разрушения /Докл. РАН, 1988.т.362, №6- с.762-765
- 5. Глушко А.И., Нещеретов И.И. О кинетическом подходе к разрушению горных пород/Изв.АН СССР, 1986, №6, С.140-146
- 6. Журков С.Н., Куксенко В.С., Петров В.А. и др. О прогнозировании разрушения горных пород// Изв. АН СССР.- Физика Земли, 1977.- №6.
- 7. Jung Young-Hoon, Chung Choong-Ki, Finno Richard Development of nonlinear crossanisotropie model for the pre-failure deformation of geomaterials// Comput.and Geotech.-2004.-31.- №2.- C.89-102
- Шемякин Е.И. Волны напряжений при подземном взрыве// Сб. Нелинейные проблемы механики и физики деформированного твердого тела. С-П Гос. Университет. 2001.№4. С.114-123
- 9. Schokey D. A., Kalthoff J. F., Homma H. Short- pulse fracture mechanics / Eng. Frach. Mech.-1986.. - № 1.- p 311-319.

ОБЕЗУГЛЕРОЖИВАНИЕ, ВОДОРОДНАЯ ХРУПКОСТЬ И СТАРЕНИЕ ВЫСОКОПРОЧНЫХ СТАЛЕЙ В УСЛОВИЯХ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОГО НАВОДОРОЖИВАНИЯ

¹Леонтьев И.М., ¹Чуканов А.Н., ²Сергеев Н.Н., ³Яковенко А.А.

¹Тульский государственный университет ²Тульский государственный педагогический университет ³ООО «МеталлургТуламаш», Тула, Россия alexchukanov@yandex.ru

Основными процессами, контролирующими стресс-коррозионное поражение высокопрочных сталей в электролитическом контакте с водородсодержащими средами при климатических температурах считают влияние водородного охрупчивание и старения сталей [1].

Одним из последствий этих процессов является деградация свойств сталей в ходе их локализованного и общего обезуглероживания [1]. Этот эффект фиксировали в виде общего [2,3] и локализованного (в окрестности развивающихся несплошностей при испытаниях на длительную прочность) [4] в водородсодержащих средах. При высокотемпературной коррозии общее обезуглероживание в присутствии водорода связывали с растворением перлитных колоний [2]. Локализованное обезуглероживание при низкотемпературном водородном охрупчивании связывают с диспергированием структуры [4,5]. При этом считают возможными образование углеводородов и их распад. Механизмы деструктивного обезуглероживания в полной мере не определены. Не понятно, какой процесс: рост напряжений при внешнем нагружении или химическое взаимодействие углерода с водородом, является превалирующим. Интересно место и роль процесса старения в алгоритме обезуглероживания и деградации свойств сталей.

Целью данного исследования было уточнение механизмов локализованного и общего обезуглероживания высокопрочных конструкционных сталей в ходе электролитического насыщения водородом под нагрузкой. Объектами являлись стали марок 18ГС, 35ГС, 23Х2Г2Т, Ст5, Ст3, 20, а также сплав Fe–0,09%С. Исходная структура упрочненных (ВТМО) сталей 18ГС, 20ГС, 35ГС, 23Х2Г2Ц, 80С – бейнит; сталей 20, Ст3, Ст 5,08Г2С – феррит-перлит. В качестве деструктивного внешнего воздействия использовали электролитическое насыщение в водородсодержащих средах и статическое деформирование.

Исследования вели в двух направлениях. В рамках первого – фиксировали деградацию свойств и обезуглероживание сталей 18ГС, 20ГС, 35ГС, 23Х2Г2Т, 80С в ходе испытаний на длительную прочность в водородсодержащих средах (анодная и катодная поляризации в водном растворе 5% H₂SO₄ с добавками 2,5 % NH₄CNS при плотностях тока j = 3 и 60 A/м²). В рамках второго – уточняли механизм локального обезуглероживания на основе субструктурных изменений (измерения внутреннего трения (ВТ) и модуля упругости) сталей Ст3, 20, 08Г2С и сплава Fe–0,09%С после статической деформации 0–30 %.

Испытания на длительную прочность электролитически насыщенных водородом сталей (анодная поляризация) выявили, что водород стимулирует создание областей с локально высоким уровнем напряжений, провоцируя развитие микротрещин (рис. 1,2). В результате – обезуглероживание перенапряженных микрообъемов и формирование в исходной бейнитной структуре ферритных участков, прилегающих к вершинам концентраторов (трещинам).

Обезуглероживание происходило вследствие перераспределения напряжений (остаточных и обусловленных водородом), определяющих вид напряженного со-

стояния в коллекторах и окружающей матрице. На этом фоне идет газификация и удаление продуктов взаимодействия углерода с водородом. Образующийся метан, располагается в микронесплошностях и по границам зерен, увеличивая, тем самым, их напряженное состояние.



Рис. 1. Структура стали 18ГС после испытаний на длительную прочность в среде 8% раствора H_2SO_4 в течение 34 час, плотность тока $j = 3 \text{ A/M}^2$. x600



Рис. 2. Структура стали 35ГС после испытаний на длительную прочность в среде 5% раствора H_2SO_4 в течение 3 час 40 мин., плотность тока $j = 3 \text{ A/M}^2$. x600

Аналогичные результаты дали эксперименты по анализу длительной прочности арматурных сталей, подвергавшихся катодному наводороживанию в водном растворе 2, 5 % $H_2SO_4 + 2,5$ % NH_4CNS при плотности тока 60 A/m^2 (рис. 3,4).



Рис. 3. Стресс-коррозия и обезуглероживание стали Ст5-Ат-V после катодного насыщения в течение 50 час. x600



Рис. 4. Области обезуглероживания в стали 23Х2Г2Ц после катодного насыщения в течение 27 час. х600

Возможность образования метана подтверждается проведенным авторами термодинамическим анализом, а также результатами других исследований, где также отмечена возможность снижения концентрации углерода в основном твердом растворе за счет его взаимодействия с водородом и даже образования метана высокого давления уже при температурах ~ $300\ {}^{0}C\ [6-8]$.

Таким образом, при испытаниях на длительную прочность электролитически насыщенных водородом высокопрочных сталей водород стимулирует создание областей с локально высоким уровнем напряжений, провоцирующих развитие микротрещин. Следствием этого является локализованное обезуглероживание перенапряженных микрообъемов. В бейнитной структуре формируются ферритные участки, прилегающие к вершинам концентраторов. Параллельно обезуглероживание происходит в вследствие газификации при взаимодействии углерода с водородом с последующим удалением метана через жидкую или газообразную среду. Метан создаёт дополнительные напряжения в микропорах, ускоряющие их развитие [9, 11]. Во второй части работы для анализа старения и определения превалирующей роли силового или «водородного» влияния в процессе обезуглероживания субструктуру деформационно поврежденных сталей анализировали с помощью высокочувствительного метода внутреннего трения - ВТ и измерений модуля упругости. На мезо- и макроструктурных уровнях информацию получали из анализа диаграмм деформации и оценки коэффициентов добротности и деструкции. ВТ в деформированных_сталях 20, 08Г2С, Ст 3, Fe–0,09 % *С* измеряли по ГОСТ 25156-82 от – 150 до 450°С. Фиксировали эффекты ВТ: деструкционный, Снука, Снука – Кестера [10]. Дополнительно оценивали изменения объемных долей перлита и феррита в ходе предварительного деформирования.

Концентрация С и N в феррите после деформации до 4 % резко снижалась. Это связывали с диффузией атомов к концентраторам. Тогда же наблюдали снижение интенсивности дислокационно-примесного взаимодействия. Совместный анализ распределения микротрещин и ВТ после деформации от 0 до 20 % выявил три этапа деградации и деструкции: I) $\varepsilon_{np} = 0.4 \%$; II) $\varepsilon_{np} = 4.12 \%$; III) $\varepsilon_{np} = 12.20 \%$. В ходе их развития в 3 раза уменьшается концентрация атомов внедрения (С и N) в феррите (I); активно начинается (II) и усиливается (III) трещинообразование.

Выводы. Установили взаимосвязь локального обезуглероживания с деструкцией нагруженных образцов в присутствии водорода (электролитическое насыщение) вне зависимости от поляризации. Локальное обезуглероживание в исследованных сталях связано, прежде всего, с внутренними напряжениями, созданными в ходе насыщения под нагрузкой или предварительного деформирования. Присутствие водорода резко усиливает процесс, переводя его с субструктурного на микроструктурный уровень. Обезуглероживание связано с газификацией при взаимодействии углерода с водородом с образованием углеводородов.

- 1. Нечаев Ю.С. Актуальные проблемы старения, водородного охрупчивания и стресскоррозионного поражения сталей и эффективные пути их решения //Альтернативная энергетика и экология. -2007 №11(55). - С. 108-117.
- 2. Арчаков Ю.И. Водородная коррозия стали. М.: Металлургия, 1985. 192 с.
- Овчинников И.Г., Хвалько Т.А. Работоспособность конструкций в условиях высокотемпературной водородной коррозии. Саратов: Сарат. гос. техн. ун-т, 2003. 176 с.
- 4. Давыдов Ю.И., Агеев В.С., Сергеев Н.Н.Обезуглероживание стали в агрессивной среде // Технология машиностроения -1974. - Вып. 35. - С. 145-152.
- 5. Кришталл М.М., Ясникова И.С., Еремичев А.А., Караванова А.А. Эффект обратимости структуры и свойств при наводороживании углеродистой стали // МиТОМ. 2007. № 10 (628). С. 36-42.
- 6. Чуканов А.Н., Яковенко А.А. Влияние поверхностной активности углерода на микроструктуру и эффекты неупругости в сплавах Fe-C // Конденсированные среды и межфазные границы. 2012. Т. 14. № 2. С. 256-261.
- Чуканов А.Н., Яковенко А.А. Роль водорода в деградации и деструкции малоуглеродистых сталей // Известия Тульского государственного университета. Естественные науки. 2012. Вып.1. С. 211-219.
- 8. Касаткин Г.Н. Водород в конструкционных сталях.-М.:Интермет Инжениринг, 2003. 336с.
- Сергеев Н.Н., Чуканов А.Н., Баранов В.П. Деструктивное обезуглероживание упрочненных конструкционных низколегированных сталей// Сб. матер. V Межд. конф. «Деформация разрушения материалов и наноматериалов» (ДиРМН) Москва, 2013, ИМЕТ им. Байкова, С. 364-365.
- Chukanov A.N., Levin D.M., Yakovenko A.A. Use and Prospects for the Internal Friction Method in Assessing the Degradation and Destruction of Iron-Carbon Alloys // Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics, 2011, Vol. 75, No 10, pp. 1340-1344.

 Чуканов А.Н., Сергеев Н.Н., Леонтьев И.М. Локальное обезуглероживание и прочность конструкционных сталей при деструктивных воздействиях // «Фундаментальные и прикладные аспекты новых высокоэффективных материалов». Всеросс. науч. интернетконф. с межд. участием: Матер. конф. (Казань, 29.10.13 г.). С 176-177.

ОСОБЕННОСТИ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ ПРИ РАЗРУШЕНИИ ТЕКСТОЛИТА

Лепендин А.А., Поляков В.В., Егоров А.В., Салита Д.С.

Алтайский государственный университет, Барнаул, Россия andrey.lependin@gmail.com

Явление акустической эмиссии (АЭ), заключающееся в генерации акустического излучения при перестройке внутренней структуры широко применяется для неразрушающего контроля материалов и конструкций. В случае материалов с неоднородной структурой АЭ может быть обусловлена действием нескольких одновременно работающих типов источников, соответствующих различным механизмам деформирования и разрушения материала. Выявление отдельных вкладов в общий поток актов АЭ от этих механизмов представляет существенный интерес для развития современных методов диагностики структурно-неоднородных материалов.

Решение данной задачи предполагает выделение наиболее значимых информативных параметров акустической эмиссии. Обычно при АЭ диагностике используются кинетические или энергетические параметры сигнала АЭ. Однако, в случае материалов со сложной многокомпонентной структурой процессы деформирования и разрушения, а, следовательно, и акустическая эмиссия являются многоуровневыми и характеризуются наличием самоподобия в достаточно широком диапазоне масштабов [1]. Они могут быть описаны степенными распределениями параметров с некоторыми показателями скейлинга. В данной работе предлагается в качестве информативных параметров АЭ применять распределения амплитуд импульсов акустической эмиссии и интервалов времени между ними.

Ранее было показано [2], что предложенные параметры в случае разрушения пористых металлических материалов позволяют выделить два вида импульсов АЭ, связанных с различными механизмами разрушения – деформации компактных участков пористого тела и роста трещин.

В данной работе развитый подход был применен к стеклотекстолиту, характеризующийся несколькими одновременно действующими механизмами разрушения – растрескиванием связующего, разрывом нитей стеклоткани, отслоением нитей от матрицы. Образцы изготовлялись из стеклотекстолита марки СТЭФ. Размер рабочей области ~1x2,5x4 мм. Нагружение проводилось на растяжение по «жесткой» схеме, с контролем деформации образцов. Каждый из образцов доводился до определенной степени деформации, характеризовавшейся различной развитостью трещинной структуры. На рис. 1. представлены изображения рабочей области отдельных образцов. Видно, что при росте деформации происходил рост системы трещин в матрице (рис 1 *б-г*), который приводил в дальнейшем к разрыву армирующих нитей и разрушению образца (рис. 1 ∂).

Одновременно с механическим нагружением фиксировался сигнал АЭ, который обрабатывался модифицированным методом детектирования [3], позволяющим эффективно отбросить дополнительные осцилляции АЭ, связанные с переотражением акустических волн от свободных поверхностей.

По восстановленному таким образом «истинному» потоку актов АЭ строились амплитудные и межимпульсные временные распределения, показанные на рис.2.

Приведенные результаты соответствуют нагружению до определенной деформации (см. рис. 1*б-г* соответственно).



Рис. 1. Образцы стеклотекстолита: *a*) ненагруженный образец; *б*) $\varepsilon = 0.1$, отдельные трещины; *в*) $\varepsilon = 0.13$, множество несвязанных трещин; *г*) $\varepsilon = 0.15$, образование макротрещин; *д*) разрушенный при $\varepsilon = 0.17$ образец.

Видно, что при малых деформациях оба распределения (рис. 2a, б) имеют одну степенную ветвь, соответствующую, видимо, независимому росту трещин в объеме связующего. Постепенный рост числа трещин приводит к их слиянию, что сопровождается отдельными высокоамплитудными импульсами АЭ, которые не ложатся на основную степенную зависимость (отдельные точки на рис. 2 в, г). Появление крупных трещин в связующем приводит к постепенному росту вклада от другого механизма излучения, который можно связать с ростом макротрещин, захватывающих весь образец и затрагивающих армирующие волокна. Это проявляется в появлении второй ветви в распределениях (рис. 2 д, е). При разрушении образцов наблюдаются хорошо различимые отдельные вклады в общий поток актов акустической эмиссии (рис. 2 ж, з).

Таким образом, предложенный в [2] метод может применяться не только в случае пористых металлических материалов. Это открывает широкие возможности для развития методов неразрушающего контроля структурно-неоднородных материалов различной природы.



Рис. 2. Распределения амплитуд и интервалов времени между импульсами при разрушении стеклотекстолита СТЭФ.

- 1. Ботвина Л.Р. Разрушение: кинетика, механизмы, общие закономерности. М.: Наука, 2008. 334 с.
- 2. Поляков В.В., Егоров А.В., Лепендин А.А. Методы обработки экспериментальных данных при акустической и электромагнитной диагностике: монография. - Барнаул: Изд-во Алт. ун-та, 2012.
- 3. Егоров А.В., Поляков В.В., Гумиров Е.А., Лепендин А.А. Регистрация сигналов акустической эмиссии с помощью модифицированного метода осцилляций //Приборы и техника эксперимента. 2005. Т. 48. № 5. С. 115-118.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ НЕЛЕГИРОВАННОГО НАНОСТРУКТУРИРОВАННОГО ТИТАНА С РАЗЛИЧНЫМ СОДЕРЖАНИЕМ ПРИМЕСЕЙ ВНЕДРЕНИЯ

Манохин С.С.¹⁾, Иванов М.Б.¹⁾, Колобов Ю.Р.^{1),2)}

¹⁾НОиИЦ «Наноструктурные материалы и нанотехнологии», ФГАОУ ВПО «НИУ БелГУ», г. Белгород, Россия, <u>manohin@bsu.edu.ru</u> ²⁾ Институт проблем химической физики РАН, г. Черноголовка, Россия

Известно, что наноструктурированный (HC) технически чистый титан марок BT1-0 и Grade 4 обладает одновременно хорошими пластическими и прочностными характеристиками и улучшенной биосовместимостью, поэтому данные материалы находят применение в качестве медицинских изделий (имплантаты, детали конструкций, эндопротезов). Однако, существенным недостатком данного материала, как и всех HC материалов является низкая термостабильность структуры и их свойств. Исследование закономерностей деградации структуры HC титана при повышенных температурах позволит прогнозировать развитие процессов деградации структуры при температурах человеческого тела (310 K) в течение длительных времен (десятки лет).

Для исследования использовался нелегированный титан марок Grade4 и BT1-0. Наноструктурированное состояние в материалах получено воздействием интенсивной пластической деформации (поперечно-винтовая прокатка). После деформации материалы подверглись отжигу для снятия внутренних напряжений. Исследуемые образцы отжигали при температурах 580-803 К от 15 минут до 700 часов. Средний размер зерна определяли методом секущих (по результатам измерений более 300 отдельных зерен). Для расчета погрешности пользовались методом доверительных интервалов. Структурные исследования проводили в сечении, продольном к направлению прокатки. Структуру металла исследовали методами просвечивающей и растровой электронной микроскопии на просвечивающем электронном микроскопе Tecnai G2 F20 и растровом электронном микроскопе Quanta 600 FEG. Значение энергии активации рекристаллизации (Q) определяли по построению с использованием известного соотношения Аррениуса: $D^n - D_0^n = A_0 t \exp(-Q/RT)$, где D и D_0 - средний размер конечного и исходного зерна, t – время, A_0 – постоянная, Q – энергия активации рекристаллизации, R – универсальная газовая постоянная, T – абсолютная температура.

Изображения, полученные методом растровой электронной микроскопии (РЭМ) и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), позволяют получить представление об однородности материала, параметрах микроструктуры и стадиях рекристаллизации. На рис. 1 приведены изображения микроструктуры технически чистого титана марки ВТ1-0 после отжигов при температурах 375, 400, 425, 450 °C, продолжительностью 1 час. Видно, что в результате отжига при температурах 375, 400 и 425°C структура однородна, рост зерен идет равномерно, т.е. развивается стадия собирательной рекристаллизации (рис. 1 *а-в*). Гистограммы распределения зерен по размерам при температурах отжига 375, 400 и 425°C имеют вид нормального (Гаусово) распределения. При температурах отжига 450°C наблюдается неравномерный рост зерен (рис. 1 *г*). Структура характеризуется размерами зёрен различного масштаба (разнозернистость). Это признак стадии вторичной рекристаллизации (анормальный рост зерен). Гистограмма представляет собой бимодальное распределение.



Рис. 1. Микроструктура титана марки ВТ1-0: *a*) после отжига 648 К (375 °C), 1 ч.; *б*) после отжига 673 К (400 °C), 1 ч; *в*) после отжига 698 К (425 °C), 1 ч.; *г*) после отжига 723 К (450 °C), 1 ч. Просвечивающая растровая электронная микроскопия в режиме сканирования



Рис.2. Микроструктура титана марки Grade4: *a*) после отжига 648 К (375 °C), 1 ч.; *б*) после отжига 673 К (400 °C), 1 ч; *в*) после отжига 698 К (425 °C), 1 ч.; *г*) после отжига 723 К (450°C), 1 ч. Просвечивающая растровая электронная микроскопия в режиме сканирования

На рис. 2 приведены изображения микроструктуры технически чистого титана марки Grade4 после отжигов при температурах 375, 400, 425, 450°С и продолжительностью 1 час. При температурах отжига 375°С и 400°С микроструктура подобна титану BT1-0, т.е. рост зерен протекает равномерно и однородно (рис. $2a, \delta$), а на гистограммах отмечается вид нормального распределения зерен по размерам. В отличие от титана марки BT1-0, в котором стадия вторичной рекристаллизации наблюдалась при температуре 450°С, в титане марки Grade 4 стадия вторичной рекристаллизации развилась при 425°С (рис. 2e). При температуре отжига 450°С анормальный рост почти завершился, структура стала более однородной и визуально крупнее (рис. 2e).

Выполнено сопоставление Аррениусовских зависимостей скорости роста зерен в наноструктурированном титане марок BT1-0 и Grade 4 в приближении величины степенного показателя n = 3. Зависимости представлены на рис. 3.



Рис. 3. Температурная зависимость скорости роста зерен в HC титане Grade4 и BT1-0 при n=3

Из рисунка видно, что скоростная зависимость роста зерен для титана марки Grade4 находится выше, чем BT1-0, т.е. скорость роста зерен выше. Эта закономерность соответствует данным, полученным при исследовании микроструктуры. Например, стадия вторичной рекристаллизации начинается при более низкой температуре, а рост зерен носит более интенсивный характер. В целом же наблюдается корреляция в поведении температурных зависимостей скорости роста зерен в наноструктурированном титане марки BT1-0 и Grade4. Излом аррениусовских зависимостей совпадает и равен значению порядка 623 К. Значения энергии активации рекристаллизации для температур ниже 623 К составляет 62±11 кДж/моль и 51±4 кДж/моль для титана марки Grade4 и BT1-0 соответственно. Выше 350°C значения энергии активации собирательной рекристаллизации одинаковы (в пределах погрешности) и составляют значения 153±26 кДж/моль и 153±13 кДж/моль для Grade4 и BT1-0 соответственно.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и Науки РФ (Договор № 2014/420.).

КОНТРОЛЬ ПРОЦЕССА ЛОКАЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ КОНЦЕНТРАТОРОВ НАПРЯЖЕНИЙ И МЕТОДА КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Волоконский М.В., Мишин В.М.

Россия, ФГАОУ ВПО «Северо – Кавказский федеральный университет», mishinvm@yandex.ru

Известные методы испытания сталей предполагают определение номинальных напряжений при испытании образцов на растяжение или изгиб образцов с надрезами. Однако, рассчитываемые напряжения в этих методиках имеют условный характер и не соответствуют истинным напряжениям (в условиях трехосности напряженного состояния) в зоне зарождения трещины.

Целью работы являлась разработка методики, позволяющей оценивать критическое состояние стали в зоне локального разрушения при достижении критического состояния, на основе создания управляемого напряженно-деформированного состояния в зоне зарождения трещины и метода конечных элементов.

Полагали, что использование различных концентраторов напряжений на образцах при испытаниях на растяжение или изгиб, которые позволяют создавать управляемую зону локального разрушения и использование метода конечных элементов позволят контролировать напряженно-деформированное состояние в зоне зарождения трещины.

В настоящее время единственным методом, позволяющим, на основе результатов испытаний образцов, рассчитать напряжения в зоне зарождения трещины является метод конечных элементов (МКЭ) [1]. В работе используется МКЭ, позволяющий учитывать не только упругие, но и пластические деформации, вводимые в программу в виде реалогической кривой зависимости напряжения от деформации для образца на растяжение или изгиб. В математическую модель была введена реалогическая кривая зависимости напряжения от деформации образца на растяжение (МРГ-3), находящегося в том же структурном состоянии. Учитывался процесс упрочнения образца при растяжении. Поэтому каждый элемент сетки конечных элементов имел свойства образца на растяжение. На рис.1 представлена модель стандартного изгибного образца Шарпи и на рис.2 модель зоны зарождения трещины в пластической зоне перед надрезом.



Рис.1. Модель стандартного изгибного образца Шарпи

В результате расчета методом конечных элементов была установлена зависимость координаты зарождения трещины перед концентратором напряжений и уровни $\sigma_{11_{max}}$ (рис.3).

Далее, была построена зависимость перенапряжения Q (отношения максимального локального растягивающего напряжения $\sigma_{11,max}$ к пределу текучести σ_T) в зоне зарождения трещины перед концентратором напряжений от отношения номинальных напряжений к пределу текучести (рис.4) [2].



Рис.2. Модель зоны зарождения трещины в пластической зоне перед надрезом



Рис. 3. Зависимость σ_{11.мах} от расстояния до вершины надреза при шаговом увеличении нагрузки



Рис. 4. Зависимость перенапряжения от отношения номинальных напряжений к пределу текучести

Зависимость (рис.4) позволяет без применения метода конечных элементов оценивать величины локаль-

ных напряжений $\sigma_{11,max}$ в зоне зарождения трещины по испытаниям стандартных образцов с надрезом для широкого круга сталей.

Рассматривали наиболее опасные виды хрупкого разрушения, когда разрушение реализуется в зоне локального разрушения механизмом скола. При этом типе разрушения главную роль играют главные растягивающие напряжения σ_{11мах}. В поверхностных слоях образца реализуется плоское напряженное состояние, которое с увеличением глубины рассмотрения материала переходит в плоско-деформированное и далее объемное напряженное стояние. Проведенный анализ влияния степени трехосности напряженного состояния показал, что наиболее опасным является состояние трехосного растяжения с различным соотношением величин растягивающих напряжений. Было показано, что при реализации разрушения сколом степень трехосности незначительно влияет на результат. Разрушение сколом происходит В результате максимальным достижения локальным напряжением критической величины - характеристики сопротивления стали локальному разрушению (сопротивления сколу Для подтверждения σ_{F}). эффективности разработанный подход был применен к изучению замедленного разрушения, вызванному остаточными микронапряжениями и в результате наводороживания [3].

Были проведены экспериментальные исследования сопротивления замедленному разрушению стальных (18Х2Н4ВА после закалки) образцов с различными концентраторами напряжений [4]. Кривые замедленного разрушения в координатах: время до разрушения – номинальные напряжения различаются (рис.5). Пороговое номинальное напряжение (кривые 1–3) характеризует не сопротивление стали замедленному разрушению, а образца из данной стали в данном структурном состоянии.



Рис.5. Зависимости времени до зарождения трещины от величины номинального напряжения и максимального локального растягивающего напряжения образцов 10х10х55 мм с различными концентраторами напряжений.

Мартенситная сталь 18Х2Н4ВА (закалка с 950°С, выдержка 24 ч., надрезы:

1 – 45°, *r* = 0,25 мм; 2 – 60°, *r* = 0,30 мм; 3 – 90°, *r* = 0,39 мм).

Применение предлагаемой методики показало, что кривые замедленного разрушения и пороговые локальные напряжения, определенные МКЭ для различных концентраторов напряжений совпадают в координатах: время до разрушения – максимальные локальные растягивающие напряжения (рис.5).

Использование данного подхода, в дальнейшем, позволит получать новые количественные результаты при исследованиях влияния внутренних структурных факторов на различные виды хрупкого разрушения.

Таким образом, предлагаемая методика определения критического напряженно-деформированного состояния в зоне локального разрушения может быть использована в дальнейшем для количественной оценки влияния внутренних (структурных) факторов путем исключения внешних факторов (геометрия образцов и концентраторов напряжений) на сопротивление стали хрупкому разрушению.

- 1. Морозов Е.М., Никишков Г.П. Метод конечных элементов в механике разрушения. М.: Наука, 1980. 254 с.
- 2. Нотт Д.Ф. Основы механики разрушения / Пер. с англ. /. М.: Металлургия, 1978. 256с.
- Мишин В.М., Филиппов Г.А. Физика замедленного разрушения сталей. (Монография). Пятигорск: «Полиграфпром», 2013. – 455 с.
- Мишин В.М., Филиппов Г.А. Критерий и физико-механическая характеристика сопротивления стали замедленному разрушению. (Статья). Деформация и разрушение материалов. – 2007. – № 3. – С. 37-42.

СКЕЙЛИНГОВЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАЗВИТИЯ РАЗРУШЕНИЯ ПРИ УСТАЛОСТНОМ НАГРУЖЕНИИ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ

Оборин В.А., Наймарк О.Б.

Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Россия oborin@icmm.ru

В работе проведено исследование кинетики роста усталостных трещин в сплаве алюминия и магния АМГ6 в условиях много- и гигацикловой усталости при которой материалы обнаруживают новые закономерности разрушения, связанные с качественной сменой механизмов зарождения и развития усталостных трещин [1]. Нагружение образцов осуществлялось на ультразвуковой испытательной машине Shimadzu USF-2000. Ультразвуковая испытательная машина позволяет испытывать образцы на базе $10^9 - 10^{10}$ циклов с амплитудой от 1-го и до нескольких десятков микрон с частотой 20 кГц, что сокращает время испытания до нескольких дней в отличие от классических усталостных установок, в которых такое число циклов достигается за годы испытаний. В качестве метода количественного анализа для установления корреляций между механическими свойствами и масштабно-инвариантными (скейлинговыми) характеристиками дефектных структур, формирующихся в процессе гигацикловой усталости использовался интерферометр-профилометр New View 5010 высокого структурного разрешения. Полученные оптические изображения макро- и микрорельефа, образующегося на поверхности разрушения алюминиевых образцов в результате нагружения, исследовались по методике фрактального анализа.

Образцы (рис. 1) из сплава алюминия и магния АМГ6 подвергались усталостному нагружению в условиях симметричного цикла растяжения – сжатия с частотой 20 кГц (режим гигациклового нагружения) при уровне напряжения 154, 155, 160 МПа на ультразвуковой испытательной машине (Shimadzu USF2000). Испытательная машина состоит из следующих основных частей: генератора, преобразующего частоту 50 Гц в ультразвуковой электрический синусоидальный сигнал с частотой 20 кГц; пьезоэлектрического преобразователя, генерирующего продольные ультразвуковые волны в механическое воздействие частотой 20 кГц; ультразвукового волновода, формирующего максимальную амплитуду механического напряжения в рабочей (средней) части образца.



Рис. 1. Геометрия образцов (размеры указаны в миллиметрах).

Поверхностный рельеф разрушенных образцов регистрировался с помощью интерферометра-профилометра высокого разрешения New-View (при увеличении x2000) и затем анализировался методами фрактального анализа для определения условий коррелированного поведения многомасштабных дефектных структур, с которым связывалось распространение трещины.

Области сканирования распределялись по трём зонам 1, 2, 3 (рис. 2a) и анализировались одномерные образы-срезы рельефа поверхности в радиальном направлении по отношению к границе раздела между зонами 1 и 3. От 10 до 30 одномерных «срезов» анализировались в пределах каждого «окна», обеспечивая представительность данных о структуре рельефа, индуцированного дефектами, с вертикальным разрешением ~0,1 нм и горизонтальным ~ 0,1 мкм.



Рис. 2. Характерный рельеф поверхности зоны усталостного разрушения: (*a*) оптическое изображение, (б) 3D образ поверхности зоны 1.

Для определения минимального (критического) масштаба l_{sc} , соответствующему установлению длинно-корреляционных взаимодействий в ансамблях дефектов использовался метод определения показателя Херста. По одномерным профилям рельефа поверхности разрушения вычислялась функция K(r) по формуле [2–3]:

$$K(r) = \left\langle (z(x+r) - z(x))^2 \right\rangle_x^{1/2} \propto r^{\mathrm{H}}, \qquad (1)$$

где K(r) представляет собой усредненную разность значений высот рельефа поверхности z(x + r) и z(x) на окне размером r, H – показатель Херста (показатель шероховатости).

Представление функции K(r) в логарифмических координатах в соответствие с соотношением (1) позволяет провести оценку критического масштаба l_{sc} . Значение нижней границы масштаба скейлинга принималось за значение критического масштаба l_{sc} , значение верхней границы принималось за значение масштаба связанного с зоной процесса L_{pz} .

Значения показателя Херста Н и критических масштабов *L_{pz}* и *l_{sc}* для различных условий нагружения приведены в таблице 1.

Микроструктурные исследования морфологии поверхностей разрушения по данным трехмерной профилометрии (New View) для образцов из алюминиевого сплава АМГ6, нагруженных в условиях много- и гигацикцикловой усталости на ультразвуковой испытательной машине, позволили установить небольшое изменение масштабно-инвариантного показателя (показателя Хёрста) для различного числа циклов в широком диапазоне пространственных масштабов 0,4–34,7 мкм. Этот результат подтверждает наше предположение о значимой роли вышеупомянутых критических масштабов L_{pz} и l_{sc} в списке переменных для кинетического уравнения роста усталостной трещины [4].

σ, МПа	ΔN , циклы	№ зоны	<i>l_{sc}</i> , мкм	<i>L_{pz}</i> , мкм	Н
155	$4,2.10^{+6}$	1	1,1	20,3	0,51
		2	1,3	19,8	0,58
		3	0,4	12,9	0,58
154	$1,41 \cdot 10^{+9}$	1	1,8	21,1	0,61
		2	3,1	34,7	0,76
		3	1,1	22,8	0,48
160	6,93·10 ⁺⁶	1	1,6	19,8	0,72
		2	1,4	22,4	0,61
		3	1,2	24,3	0,64

Таблица 1. Значения показателя Херста и значения критических масштабов при различных уровнях напряжения усталостной долговечности.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 13-08-96025, № 14-01-31193).

Список литературы

- 1. Paris P., Lados D., Tad H. Reflections on identifying the real $\Delta K_{\text{effective}}$ in the threshold region and beyond // Engineering Fracture Mechanics. 2008. V. 75 P. 299–3052.
- 2. Bouchaud E. Scaling properties of cracks // J. Phys. Condens. Matter. 1997. 9. -P. 4319-4344.
- Froustey C., Naimark O., Bannikov M., Oborin V. Microstructure scaling properties and fatigue resistance of pre-strained aluminium alloys (part 1: Al-Cu alloy) // European Journal of Mechanics A/Solids. – 2010. – V. 29. – P.1008–1014.
- V. Oborin, M. Bannikov, O. Naimark and T. Palin-Luc. Scaling invariance of fatigue crack growth in gigacycle loading regime // Technical Physics Letters. – 2010. – Vol. 36. – No. 11. – P. 1061-1063.

СТРУКТУРНЫЕ, УПРУГИЕ И МИКРОПЛАСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА БИОУГЛЕРОДОВ, ПОЛУЧЕННЫХ КАРБОНИЗАЦИЕЙ ДЕРЕВА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Орлова Т.С.¹, Кардашев Б.К.¹, Смирнов Б.И.¹, Шпейзман В.В.¹, Ramirez-Rico J.²

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия; ²Dpto Fisica de la Materia Condensada–ICMSE Universidad de Sevilla, Sevilla, Spain <u>orlova.t@mail.ioffe.ru</u>

Биоуглеродные материалы, получаемые пиролизом (карбонизацией) натурального дерева различных пород и обладающие высокой пористостью (до 75%), вызывают повышенный интерес. Такие материалы рассматриваются перспективными для создания современных литиевых батарей и углерод-оксидных супер-конденсаторов,

служат матрицами для получения пористых биоморфных керамик SiC (био-SiC) и композитов типа углерод-металл, углерод-органика, а также используются для создания новых функциональных композитов металл (Al, Ti и др.) – био-SiC. В настоящей работе представлены результаты по изучению взаимосвязи между микроструктурой и упругими, микропластическими и прочностными свойствами биоуглеродов, полученных карбонизацией дерева бука при различных T_{carb} в интервале 600-1600 °C.

Структура образцов исследовалась рентгеноструктурным методом. Дополнительно степень упорядочения (разупорядочения) структуры характеризовалась методом Рамановской спектроскопии. Плотность самих углеродных каркасов пористых биоуглеродных образцов (матриц) определялась с помощью гелиевого пикнометра. Исследование микроструктуры проводилось на сканирующем электронном микроскопе Hitachi S-3400.

Образцы для акустических исследований представляли собой стержни с размерами 4 x 4 x 20 mm, ориентированные вдоль ростовых волокон исходного дерева. Для измерений модуля Юнга *E* и декремента ультразвуковых колебаний δ использовался метод составного вибратора. В образцах возбуждались продольные резонансные колебания на частоте около 100 kHz. Диапазон амплитуд колебательной деформации ε был в пределах от ~10⁻⁷ до 2×10⁻⁴. Дополнительно исследовалась скорость микропластической деформации при постоянных сжимающих напряжениях биоморфного углерода, которая определялась с помощью лазерного интерферометра [1]. Для получения кривых нагрузка – деформация (σ - ε) использовалось ступенчатое нагружение. Высота ступеньки нагрузки составляла 1.4±0.1 MPa, продолжительность – 300 s. Первичными данными были интерферограммы, которые представляли собой последовательные биения, частота которых определяла скорость ε , а число биений – величину деформации ε .

Исследования структуры пиролитического биоуглерода бука показали, что он содержит большое количество протяженных сквозных пор (каналов) размерами 3–7 µm и 20–35 µm, морфология которых определяется структурой исходного дерева. При $T_{carb} > 1200$ °C дополнительно формируется закрытая нанопористость. Сами по себе биоуглеродные материалы обладают сложной структурой, их предполагается относить к нанокомпозитам, состоящим из аморфной матрицы и нанокристаллической фазы (нанокристаллитов двух типов: осколков графита и графена) [2]. Доля нанокристаллической фазы, а также размеры графитовых и графеновых кристаллитов растут с увеличением T_{carb} и составляют при $T_{carb} = 800 - 1000$ °C 1.2 и 2.4 – 2.6 nm, соответственно, и 2.5 и 6 nm при $T_{carb} = 2400$ °C [2]. Анализ рамановских спектров показал, что при повышении $T_{carb} > 900-1000$ °C прирост доли кристаллитов типа графена выражен сильнее.

На полученных зависимостях $E(T_{carb})$ и $\delta(T_{carb})$ (рис. 1) выявляются две линейные области возрастания модуля Юнга и уменьшения декремента с температурой карбонизации: $8E \sim A8T_{carb}$ и $8\delta \sim B8T_{carb}$ с $A \approx 13.4$ MPa/grad и $B \approx -2.2 \ 10^{-6}$ grad⁻¹ для $T_{carb} < 1000$ °C и $A \approx 2.5$ MPa/grad и $B \approx -3.0 \ 10^{-7}$ grad⁻¹ для $T_{carb} > 1000$ °C. Обнаруженный переход в поведении $E(T_{carb})$ и $\delta(T_{carb})$ при $T_{carb} = 900-1000$ °C обусловлен структурными изменениями, а именно, изменением соотношения долей аморфной матрицы и нанокристаллической фазы. При $T_{carb} < 1000$ °C упругие свойства определяются в основном аморфной матрицей, в то время как при $T_{carb} > 1000$ °C основную роль играет нанокристаллическая фаза. Структурно-обусловленный переход в поведении модуля Юнга и декремента при температуре около 1000 °C, коррелирует с данными по измерениям электропроводности (при $T_{carb} \sim 1000 \ ^{\circ}$ C наблюдается переход изолятор – сильно разупорядоченный металл [3,4]) и термоэдс [5].



Рис. 1. Зависимости модуля Юнга E и декремента δ для образцов биоуглерода от температуры карбонизации T_{carb} .

С использованием прецизионной интерферометрической методики измерялась прочность σ_f в условиях одноосного сжатия при ступенчатом нагружении, а также скорость деформации для образцов биоуглерода с размерами 3х3х6 mm. Соотношение образцов, разрушившихся на горизонтальной и вертикальной частях ступеньки нагрузки, т.е. при ползучести и подгрузке, составляло примерно 1:3, причем для самых прочных образцов доля разрушившихся при постоянных напряжениях образцов возрастала. Образцы разрушались хрупко, по плоскостям, параллельным оси нагружения. Сглаженные диаграммы нагружения σ - ε для образцов с различной температурой карбонизации показаны на рис. 2.



Рис. 2. Сглаженные кривые напряжение–деформация для образцов биоуглерода с T_{carb} = 600 (1), 700 (2), 850 (3), 1000 (4), 1150 (5), 1300 (6), 1500 (7), 1600 °C (8).

Видно, что кривые для $T_{carb} = 600-850$ ⁰C идут заметно ниже остальных, несколько выше располагаются кривые деформации для образцов с $T_{carb} = 1000-1150$ ⁰C, и еще более высокое сопротивление деформации оказывают образцы с $T_{carb} = 1300-1600$ ⁰C. Зависимость разрушающих напряжений, усредненных по результатам испытаний нескольких образцов, от T_{carb} приведена на рис. 3. Прочность образцов изменяется в пределах 15–45 МРа в зависимости от T_{carb} . Деформация к моменту разрушения образцов была мала и не превышала 1.2%. В отличие от поведения модуля Юнга, для которого характерно наличие двух областей в зависимости $E(T_{carb})$, для прочности можно выделить три области: низкая прочность для образцов с $T_{carb} = 600 - 850$ ⁰C, высокая – для $T_{carb} = 1300 - 1600$ ⁰C и переходная область для образцов с $T_{carb} = 850 - 1300$ ⁰C. Можно предположить, что в случаях, когда преобладает одна из фаз (аморфная или нанокристаллическая), прочность постоянна, определяется прочностью этой фазы и не зависит от T_{carb} , а в переходной области имеет промежуточные значения между прочностями аморфной и нанокристаллической фаз. Скорость деформации ϵ на участках ступенек нагрузки с постоянными напряжениями быстро затухала.

В работе определяли среднюю скорость относительной микропластической деформации при комнатной температуре в интервале $\dot{\varepsilon} = 10^{-7} - 3 \cdot 10^{-5}$ s⁻¹, усредненную на участках малых деформаций $\Delta \varepsilon_0 = 2.5 \cdot 10^{-5}$, что соответствует изменению длины образца $\Delta l_0 = 325$ nm ($\Delta l_0 = \lambda/2$, где λ – длина волны лазера, используемого в установке), а также отклонение скорости от средней величины в пределах указанных $\Delta \varepsilon_0$ и Δl_0 . Оказалось, что деформация сжатия для образцов биоуглерода реализуется скачками размерами от 8-10 до 150-200 nm и 1-4 µm, при этом температура карбонизации оказывает существенное влияние на размеры малых скачков: при T_{carb} = 600-700 ^оС в основном наблюдаются скачки с размерами 8-20 nm, при высоких *T_{carb}*=1300-1600 °C появляются более крупные скачки (150-200 nm) и остаются малые ~20 nm. При средних температурах карбонизации присутствуют и те, и другие скачки. Известно [1], что деформация различных по своей природе твердых тел (металлов, полимеров, керамик и др.) осуществляется разномасштабными скачками, размеры которых коррелируют с величиной элементов структуры, определяющими деформацию на данном масштабном уровне. Размеры скачков деформации близки к размерам микропор и нанокристаллитов в исследованных биоуглеродах, что позволяет предположить участие этих элементов структуры в микропластичности биоуглеродов.



Рис. 3. Зависимость прочности при сжатии образцов биоуглерода от температуры карбонизации.

Полученные структурно-обусловленные переходы в поведении модуля Юнга, внутреннего трения и прочности, а также корреляция величины скачков микропластической деформации с размерами нанокристаллитов свидетельствуют в пользу представления биоуглеродов как природных нанокомпозитов.

Настоящая работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 14-03-00496-а).

- 1. В.В. Шпейзман, Н.Н. Песчанская, Б.И. Смирнов. ФТТ 50, 815 (2008).
- Л.С. Парфеньева, Т.С. Орлова, Н.Ф. Картенко, Н.В. Шаренкова, Б.И. Смирнов, И.А. Смирнов, Н. Misiorek, А. Jezowski, Т.E. Wilkes, К.Т. Faber. ФТТ 52, 1045 (2010).
- В.В. Попов, Т.С. Орлова, Е. Enrique Magarino, M.A. Bautista, J. Martinez-Fernandez. ФТТ 53, 259 (2011).
- 4. В.В. Попов, Т.С. Орлова, J. Ramirez-Rico. ФТТ 51, 2118 (2009).
- 5. И.А. Смирнов, Б.И. Смирнов, Т.С. Орлова, Cz. Sulkovski, H. Misiorek, A. Jezowski, J. Mucha. ФТТ, 53, 2133 (2011).

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ФОРМЫ ЛОКАЛИЗАЦИИ ДЕФОРМАЦИИ ПРИ РАСТЯЖЕНИИ И СЖАТИИ ГОРНЫХ ПОРОД

¹Пантелеев И.А., ¹Плехов О.А., ¹Наймарк О.Б., ²Евсеев А.В., ³Мубассарова В.А.

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук, Пермь, Россия ²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Горный институт Уральского отделения Российской академии наук, Пермь, Россия ³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Научная станция Российской академии наук в г. Бишкеке, Бишкек, Киргизия pia@icmm.ru

Ранее в работах [1,2] было показано, что пластическое течение ряда горных пород при квазистатическом сжатии на всем протяжении кривой деформирования вплоть до разрушения протекает локализовано, при этом формы макролокализации определяются законами деформационного упрочнения, действующими на соответствующих стадиях процесса и не отличаются от определенных ранее для щелочногалоидных кристаллов [1]. На образцах сильвинита экспериментально удалось наблюдать только одиночную зону локализованной деформации, перемещающуюся по образцу со скоростью порядка 10–5 м/с (при скорости деформирования 6 10^{-5} c⁻¹) и соответствующую стадии линейного упрочнения. При этом регистрация дальнейшей эволюции форм макролокализации невозможна ввиду растрескивания образцов и отслоения породы с боковых граней. Эти обстоятельства послужили толчком к настоящему исследованию, направленному на установление эволюции пространственно-временных форм макролокализации деформации при квазистатическом одноосном сжатии образцов хрупкой горной породы (гранита) и квазистатическом одноосном растяжении образцов квазипластичной горной породы (сильвинита) в течение всего времени деформирования вплоть до образования магистральной трещины.

Механические испытания на прямое растяжение сильвинита Верхнекамского калийного месторождения проводились на призматических образцах длиной 90 mm и поперечным размером 30×30 мм с использованием оригинального реверсивного приспособления. Механические испытания на одноосное квазистатическое сжатие гранита проводились на призматических образцах длиной 100 мм и поперечным размером 50×50 мм. Регистрация полей перемещений и деформации в процессе нагружения осуществлялась цифровой оптической системой LaVision Strain Master, алгоритм работы которой основан на методе корреляции цифровых изображений (digital image correlation). Съемка поверхности образцов сильвинита проводилась на прямоугольной области размерами 54.5х29 мм, а образцов гранита на прямоугольной области размерами 90х48 мм с частотой 10 Гц.

Анализ эволюции распределения компонент тензора деформации на боковой поверхности образца сильвинита в процессе одноосного растяжения показал, что деформирование протекает неоднородно с самого начала нагружения. Неоднородность деформирования проявляется в виде системы эквидистантно расположенных зон локализованной деформации, ориентированных к оси нагружения под углом около $\pm \frac{\pi}{4}$. Зоны локализованной деформации формируются с самого начала растяжения и с течением времени нагружения остаются неподвижными. На рис. 1 представлено распределение компоненты ε_{xx} (ось *x* направлена вдоль оси растяжения) на боковой грани образца сильвинита при общей деформации о.25%.

Из рисунка видно, что области материала расположенные вне зон локализации находятся в недеформированном состоянии, тогда как деформация внутри некоторых зон локализации достигает уровня 0,47%. В зонах локализации деформация может быть как деформацией растяжения, так и деформацией сжатия, что отчетливо видно, например, на зависимости продольной деформации от времени, построенной для средней линии образца (рис. 2.). Пространственный период расположения зон локализованной деформации при этом составляет 13.6 мм. Локализация деформации в виде эквидистантно расположенных зон протекает вплоть до момента, когда регистрируемое напряжение достигает своего максимума. В этот момент происходит смена формы макролокализации: процесс деформирования продолжается только в одной из зон локализации и заканчивается разрушением, тогда как в других зонах деформирование полностью останавливается.



Рис.1. Распределение продольной деформации на боковой грани образца сильвинита для сре при общей деформации образца 0.25%.

Рис.2. Эволюция продольной деформации для средней линии образца

Таким образом, следуя терминологии введенной в работе [3], при квазистатическом растяжении образцов сильвинита процесс деформирования реализуется в виде двух последовательно следующих форм пространственно-временной локализации: системы эквидистантно расположенных стационарных очагов локализованной деформации и одиночной стационарной диссипативной локализованной структуры, деформация внутри которой растет лавинообразно и заканчивается макроразрушением.

Проведенные экспериментальные исследования позволили подтвердить теоретические предположения о реализации пространственно локализованного деформирования материалов с дефектами в виде двух последовательно следующих форм (периодических стационарных очагов и одиночной диссипативной структуры). Эти предположения впервые были высказаны в работе [4], посвященной развитию статистико-термодинамической модели поведения среды с дефектами в поле приложенных напряжений.

Анализ проведенных экспериментов по одноосному квазистатическому сжатию гранита показал, что процесс деформирования образцов протекает однородно только на самом первом этапе деформирования (до деформации 0.02–0.03%). Далее, процесс деформирования реализуется в виде последовательно распространяющихся по поверхности образца волн локализованной деформации. При этом наблюдаются волны локализованной поперечной деформации (волны, в которых частицы материала перемещаются в направлении перпендикулярном направлению сжатия) и волны локализованной продольной (осевой) деформации (рис.3.). Установлено, что режим деформирования (с постоянной скоростью сжатия или с постойной скоростью увеличения нагрузки) не влияет на формы пространственно-временной локализации деформации. Показано, что волны локализованной поперечной деформации появляются почти с самого начала деформирования, тогда как волны локализованной продольной деформации появляются, начиная с уровня приложенного напряжения 60–65% от разрушающего.



Рис. 3. Эволюция распределения диагональных компонент тензора деформации и компонент вектора перемещений на поверхности образца гранита для различных моментов времени $(a - 314 \text{ c.} (0.5\sigma_{nn}), 6 - 447 \text{ c.} (0.71\sigma_{nn}), 8 - 580 \text{ c.} (0.92\sigma_{nn})).$

Проведенные эксперименты позволили выделить ряд особенностей процесса локализации деформации в форме деформационных волн. Во-первых, волна локализации деформации является фронтом резкого скачка перемещения поверхности деформируемого образца (рис. 3а.). Во-вторых, продольные и поперечные волны локализованной деформации разделены в пространстве (рис. 3б.). В-третьих, при подходе сформировавшейся магистральной трещины из объема образца к поверхности волны локализованной деформации начинают «стягиваться» к месту ее выхода на поверхность (рис. 1в.). Скорость распространения таких волн локализации деформации на 6-7 порядков меньше скорости распространения упругих волн в материале. Полученные экспериментальные результаты для квазихрупких горных пород (гранита) указывают на то, что локализация деформации в виде волн неупругой деформации является общим механизмом деформации как для хрупких там и для пластичных пород.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы Президиума РАН «Фундаментальные проблемы механики взаимодействий в технических и природных системах» № 12-П-1018 и гранта Президента РФ по государственной поддержке молодых Российских ученых-кандидатов наук (МК-6741.2013.1).

- 1. Баранникова С.А., Горбатенко В.В., Надежкин М.В., Зуев Л.Б. Медленные волновые процессы при сжатии образцов горных пород и щелочно-галоидных кристаллов // Вестник ПНИПУ. Механика. 2012. №2. С. 7-19.
- 2. Баранникова С.А., Надежкин М.В., Зуев Л.Б., Жигалкин В.М. О неоднородности деформации при сжатии сильвинита // Письма в ЖТФ. 2010. Т.36. №11. С.38-45.
- 3. Зуев Л.Б. Автоволновая модель пластического течения // Физическая мезомеханика. 2011. Т.14. №3. С.85-94.
- Наймарк О.Б. Коллективные свойства ансамблей дефектов и некоторые нелинейные проблемы пластичности и разрушения // Физическая мезомеханика. – 2003. – Т. 6. – № 4. – С. 45.

РАЗРУШЕНИЕ КОМПОЗИТА С ЧЕРЕДОВАНИЕМ СЛОЕВ Ті-Al₃Ti-Al-Al₃Ti ПРИ ЦИКЛИЧЕСКИХ НАГРУЗКАХ

Пацелов¹ А.М., Лавриков¹ Р.Д., Каманцев² И.С., Гладковский² С.В.

¹ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, Россия, ²ИМаш УрО РАН, Екатеринбург, Россия patselov@imp.uran.ru

Наличие в строении слоистого композита одновременно таких вязких и пластичных металлов как алюминий и титан, и хрупких интерметаллических соединений, а также проведение процесса спекания на открытом воздухе, сказывается на последующих результатах измерения механических свойств и наблюдаемой поверхности изломов образцов. Слоистые композиты по своей природе являются системами с неоднородной структурой, что влечет за собой различия в механизмах накопления повреждений и разрушения. Если для сталей накоплены и обобщены данные о взаимосвязи макрохарактеристик деформации и разрушения с микропараметрами структуры и ее откликом на условия нагружения [1], то для слоистых композитов такой информации нет вообще.

Для получения слоистых композитов типа металл-интерметаллид в качестве исходных материалов использовали титановые (технически чистый титан BT1-0, состав в вес.% – 99.3 Ti, 0.16 Fe, 0.1 O, 0.08 Si, 0.05 C) и алюминиевые (сплав 8011, состав в вес.% – 98.2 Al, 0.8 Fe, 0.5 Si, по 0.1 Cu, Zn, Mn) фольги. Сборка из чередующихся фольг перед спеканием формировалась следующим образом: между каждыми двумя слоями титановой фольги толщиной 65 мкм вставляли по три алюминиевых фольги толщиной 40 мкм каждая, т.е. суммарная толщина каждого алюминиевого слоя была 120 мкм (рис.1). Подробности режима реакционного спекания образцов представлены в опубликованной ранее работе [2].

Усталостные трещины на образцах наносились при переменном трехточечном изгибе с коэффициентом асимметрии цикла R = 0.1 и частотой нагружения 100 Гц на высокочастотной резонансной машине MIKROTRON фирмы RUMUL. Максимальная нагрузка при наведении трещины составляла 1.08 кН.

Для титановой прослойки (в зоне усталостного разрушения) образца на рис.2*a* виден хрупкий характер разрушения, характерный для нелегированного титана с большим содержанием кислорода. Разруше-



Рис.1. Порядок чередования слоев

ние происходит вдоль определённых структурных элементов и различие в морфологии поверхностей может быть связано с различной ориентацией этих элементов относительно поверхности разрушения. Однако, уже на рис.2, б (в зоне долома при статическом изгибе образца) видны ямки с окружающими их гребнями отрыва, что свидетельствует о вязком характере разрушения.

Разрушение слоя триалюминида титана независимо от условий нагружения всегда носит интеркристаллитный характер (рис. 2 в). На рис. 2г хорошо виден конгломерат из полиэдрических зерен с острыми краями граней, вывалившийся при разрушении в пространство между берегами трещины. Аналогичную поверхность раз-
рушения для этого интерметаллического слоя наблюдали при динамическом нагружении ударом копра в работе [3].

Признаки усталости в виде бороздок регулярного и нерегулярного типов хорошо различимы на алюминиевом слое в самом конце зоны усталостного разрушения (рис. 2 *д*).



Рис. 2. Фрактографические изломы, характерные для различных слоев в композите: в титановом слое (*a*, *б*); в слое триалюминида титана (*в*, *г*); в алюминиевом слое (*d*, *e*)

Следует отметить, что деламинирование (расслоение) композита для зоны усталостного разрушения наблюдается в самом ее конце, тогда как многочисленные примеры такого расслоения присутствуют в зоне долома от последующего статического изгиба. Растрескивание внутри слоя алюминия по мере увеличения числа циклов нагружения видно на фоне развивающихся бороздок усталости шевронного типа (рис. 2, е). Вязкие бороздки в усталостном изломе алюминиевого слоя свидетельствуют о высокой скорости роста трещин, обусловленной высоким значением коэффициента интенсивности напряжений в вершине трещины [4].



Рис. 3. Кинетическая диаграмма усталостного нагружения

Поскольку фронт продвижения трещины контролировался визуально, с фиксацией длины трещины на инструментальном микроскопе, по полученным характеристики данным для трещиностойкости в условиях циклического нагружения были построены кинетические диаграммы усталостного разрушения. Одна из таких кривых приведена на рис. 3.

При использованных параметрах циклического нагружения образцов слоистых композитов с объемной долей интерметаллидов до 15%, в зоне устало-

стного разрушения, расслоения, характерные для участков разрушения после статического изгиба по трехточечной схеме, наблюдаются только в самом конце участка. Разрушение титановых слоев также носит различный характер для вышеупомянутых зон; хрупкий – для участков усталостного разрушения и вязкий – для долома при статическом изгибе. Результаты по циклическому нагружению коррелируют с полученными на слоистых композитах Ti–Al₃Ti в работе [5].

Работа осуществлена при финансовой поддержке проекта №12-У-2-1011. Структурные исследования выполнены в Центре электронной микроскопии ИФМ УрО РАН. Измерения трещиностойкости проведены в центре коллективного пользования «Пластометрия» Института машиноведения УрО РАН.

- 1. Ботвина Л.Р. Разрушение: кинетика, механизмы, общие закономерности. М.: Наука, 2008. 334 с.
- Пацелов А.М., Рыбин В.В., Гринберг Б.А., и др. Синтез и свойства слоистых композитов системы Ti-Al с интерметаллидной прослойкой // Деформация и разрушение материалов. №6. 2010. С.27-31.
- Пацелов А.М., Лавриков Р.Д., Гладковский С.В., Каманцев И.С. Разрушение ударным нагружением слоистых композитов Ti-Al₃Ti с объемной долей интерметаллической фазы до 80 %. Вестник ТГУ. 2013. Т.18, вып. 3. С. 1687-1688.
- 4. Фрактография и атлас фрактограмм. Справ. издание. под ред. Дж. Феллоуза. М.: Металлургия. 1982. 489 с.
- Adharapurapu R., Vecchio K., Rohatgi A., Jiang F. Fracture of Ti-Al₃Ti Metal Intermetallic Laminate Composites: Effects of Lamination on Resistance-Curve Behavior. // Metallurgical and Material Transactions A. 2005. V.36A. P. 3217-3236.

ДЕФОРМАЦИОННОЕ ПОВЕДЕНИЕ АМОРФНЫХ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ Со-Fe-Cr-Si-B НА НАЧАЛЬНЫХ СТАДИЯХ ИПД

Глезер А.М., Пермякова И.Е.

ФГУП «ЦНИИчермет им. И.П. Бардина», г. Москва, Россия a.glezer@mail.ru, inga_perm@mail.ru

Введение

В настоящее время вопросы, касающиеся природы интенсивной пластической деформации (ИПД), возможностей получения в процессе ИПД уникальных структурных состояний с необходимым комплексом эксплуатационных свойств являются одними из приоритетных направлений изучения в современной физики конденсированных сред и материаловедении [1, 2]. Кроме того, остаются открытыми для обсуждения и дискуссий механизмы нанокристаллизации аморфных сплавов (AC), а также структура и характер поведения полос сдвига (ПС) при ИПД [3–5]. В связи с этим представленная работа актуальна, поскольку ее целью, являлось изучение морфологических особенностей формирования деформационного рельефа поверхности, особенностей распространения ПС в АС, а также механического поведения АС при начальной стадии ИПД.

Методика эксперимента

В качестве объектов исследования использовали ленты AC на основе кобальта (Co₈₄Fe_{4,3}Cr₄Si_{7,2}B_{2,5}), полученные закалкой из расплава. Толщина лент 30 мкм. По данным ДСК $T_{crys} = 803$ К. ИПД осуществляли методом кручения под давлением P = 4 ГПа в камере Бриджмена, варьируя начальную степень деформирования в следующем диапазоне: 1/32, 1/16, 1/8, 1/4, 1/2, 3/4, 1 оборот. Микротвердость образцов определяли по стандартной методике на приборе ПМТ-3. Структурные изменения изучали ПЭМ и РСА.

Экспериментальные результаты и обсуждение

Установлено, что при малых степенях ИПД образцы АС в виде диска деформируются очень неоднородно от точки к точке. По морфологии их деформационный рельеф можно разделить на три зоны (рис. 1): центр (I), область середины радиуса (II), край – периферия (III).



Рис. 1. Неконтактная сторона ленточного образца. *N* = 1/4 оборота и схема деформационного рельефа.

В зоне II формирование полос сдвига при ИПД происходит в двух перпендикулярных направлениях – дуговые ПС (ПС_Д) пересекаются с радиальными (ПС_Р), как показано на рис. 1.

В зоне I морфология ПС обусловлена сильным короблением центра образца при ИПД, поэтому ПС взаимодействуя между собой, пересекаются, объединяются в разных направлениях (рис. 2 *a*).

В зоне III происходит развитие только дуговых ПС (рис. 2 б).



Рис. 2. ПС в центре образца – в зоне I (a) и на периферии– в зоне III (δ).

С 3/4 оборота и более образец начинает деформироваться однородно по всей поверхности.

Методом микроиндентирования выявлен характер изменения микротвердости в зависимости от расстояния от центра образца вдоль его радиуса и количества долей оборота (рис. 3).



Рис. 3. Зависимость микротвердости Hv от степени деформации (долей оборота) N для трех участков образца AC, подвергнутого ИПД: \blacksquare – центр, \bullet – $\frac{1}{2}$ радиуса, \blacktriangle – край диска.

Согласно представленным данным наблюдается значительное изменение величины Hv образца, при малых степенях ИПД: минимальное значение на краях, среднее – в центре и максимальное – на ½ радиуса. При приближении к ¾ оборота происходит постепенное выравнивание значений Hv на краях с областью ½ радиуса диска-образца.

Взаимные пересечения, объединения и перевивы сильнолокализованных ПС могут сделать существенный вклад в деформационное упрочнение материала. Следует упомянуть, что в ПС отмечается высокий уровень напряжений и высокая концентрация областей свободного объема, вследствие чего диффузионный массопере-

нос в этих областях может быть облегчен. Кроме того, известно, что в зоне множественных колоний ПС, образующиеся при ИПД, происходят тепловые флуктуации, ведущие к адиабатическому разогреву. Существуют ряд экспериментальных работ, подтверждающих это факт [6-8]. С учетом вышеперечисленного, можно сравнить зависимость микротвердости от степени деформации с зависимостью Hv(T). При отжиге исследованного АС наблюдается эффект низкотемпературного упрочнения в диапазоне 100°С. Вероятно этот аналогичный эффект наблюдается при начальных стадиях ИПД, поскольку материал способен нагревается при кручении под давлением. При 1/32 и 1/8 оборота зафиксированы пики микротвердости. ЭНУ может быть связан с сегрегацией атомов-металлоидов на специфических дефектах аморфной матрицы – областях свободного объема. Их плотность как и подвижность существенны. Сегрегация атомов-металлоидов, также имеющих высокую подвижность в АС способна проходить как в процессе закалки из расплава, так и в ходе термических воздействий при относительно низких температурах. Сегрегирование атомовметаллоидов на дефектах, вносящих определяющий вклад в процессы пластической деформации, снижает подвижность этих дефектов, а, следовательно, повышает микротвердость и прочность [9].

Изучены изображения ПЭМ и микродифракции различных областей деформированной ленты при кручении. Аморфная природа видна по нечеткому контрасту на светлопольном изображении и размытым кольцам на микродифракции. По ПЭМизображению отмечено, что, несмотря на наличие некристаллических пиков на рентгенодифракции, присутствуют нанокристаллиты, размером меньше 10 нм, после обработки ИПД. На микродифракции видны кристаллические кольца вместе с размытыми аморфными. Эти кольца соответствуют α-Со фазе с ГПУ решеткой. Следует отметить, что все нанокристаллы окружены аморфной матрицей. Их формирование может быть связано с существенным изменением ближнего порядка в АС вследствие ИПД. Наблюдаемые широкие линии без острых пиков дифракции говорят об отсутствии объемной массивной кристаллизации при ИПД до 1 оборота.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-02-00075 «А»).

- 1. Zhilyaev A.P., Langdon T.G. Using high-pressure torsion for metal processing: Fundamentals and applications // Progress in Materials Science. 2008. Vol. 53. P. 893-979.
- Бриджмен П.У. Исследования больших пластических деформаций и разрыва: Влияние высокого гидростатического давления на механические свойства материалов. – М.: ЛИБРОКОМ, – 2010. 448 с.
- Абросимова Г.Е., Аронин А.С., Добаткин С.В., Зверькова И.И., Матвеев Д.В., Рыбченко О.Г., Татьянин Е.В. Нанокристаллизация аморфного сплава Fe₈₀B₂₀ под действием интенсивной пластической деформации // ФТТ. 2007. Т. 49. Вып. 6. С. 983-989.
- 4. Татьянин Е.В., Боровиков Н.Ф., Курдюмов В.Г., Инденбом В.Л. Аморфные полосы сдвига в деформированном TiNi-сплаве // ФТТ. 1997. Т. 39. Вып. 7. С. 1237-1239.
- 5. Greer A.L., Cheng Y.Q., Ma E. Shear bands in metallic glasses // Materials Science and Engineering R. 2013. Vol. 74. P. 71-132.
- 6. Chen H.M., Huang J.G., Song S.X., Nieh T.G., Jang J.S.C. Flow serration and shear-band propagation in bulk metallic glasses // Appl. Phys. Letters. 2009. Vol. 94. P. 141914.
- 7. Georgarakis K. Shear band melting and serrated flow in metallic glasses // App. Phys. Letters. 2008. Vol. 93. P. 031907.
- 8. Greer A.L., Lewandowski J.J. Temperature rise at shear bands in metallic glasses // Letters. Nature Materials. 2006. 5. P. 15-18.
- 9. Глезер А.М., Пермякова И.Е., Громов В.В., Коваленко В.В. Механическое поведение аморфных сплавов. Новокузнецк: Изд-во СибГИУ, 2006. 416 с.

ON DAMAGE MEASURES FOR THE ELASTIC SPHERICAL SHELL UNDER SURFACE MECHANOCHEMICAL CORROSION CONDITIONS

Sedova O. S., Pronina Yu. G.

Saint Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia ag.olya.sedova@gmail.com

Introduction. For lifetime assessment, Yu. N. Rabotnov and L. M. Kachanov introduced damage measure as a scalar function whose codomain is the interval [0; 1], where 0 corresponds to the virgin undamaged material and 1 to completely damaged [1, 2]. This approach has been widely used in different problems of strength calculations of solids. In particular, using dimensionless parameters of damage is convenient when comparing two or more competing fracture mechanisms. Such ideas were used in [3] for the lifetime estimation of an elastic tube under mechanochemical corrosion conditions. In the present paper this concept is applied to a thick-walled spherical shell under internal and external pressure and exposed to uniform mechanochemical corrosion.

Problem formulation. Consider a linearly elastic thick-walled sphere subjected to internal p_r and external p_R pressure. Sphere's material is uniformly corroded from the inside and outside at corrosion rates v_r and v_R respectively. The inner and outer radii at the initial time $t_0 = 0$ are denoted by r_0 and R_0 . Experimental data indicate a linear dependence of corrosion rate on stress [4]:

$$v_r = \frac{dr}{dt} = [a_r + m_r \sigma_1(r)] \exp(-bt), \ v_R = -\frac{dR}{dt} = [a_R + m_R \sigma_1(R)] \exp(-bt),$$

where b, a_r , m_r , a_R and m_R are empirically determined constants, σ_1 is the maximum principal stress.

Lifetime of the spherical shell is required to estimate with taking buckling into account.

Problem solution. The problem of hollow sphere under pressure was solved by G. Lame:

$$\sigma_{\rho\rho}(\rho) = \frac{p_r r^3 - p_R R^3}{R^3 - r^3} - (p_r - p_R) \frac{r^3 R^3}{\rho^3 (R^3 - r^3)},$$

$$\sigma_{\theta\theta}(\rho) = \frac{p_r r^3 - p_R R^3}{R^3 - r^3} + (p_r - p_R) \frac{r^3 R^3}{2\rho^3 (R^3 - r^3)},$$

where ρ , ϕ and θ are the spherical coordinates.

Maximum principal stress is $\sigma_1(\rho) = \sigma_{\theta\theta}(\rho)$. Since the stress $\sigma_1(\rho)$ is at maximum (in modulus) at the inner surface of the sphere, we must observe $\sigma_1(\rho)$ to determine the life of the shell. Let $\sigma_1(\rho)$ be denoted by σ .

dn

After some transformations, the problem is reduced to ordinary differential equation: -

$$\frac{1}{dt} = -[\eta m_r + m_R] \times \left[\frac{2(1-\eta^3)A_R + m_R((3p_R - p_r)\eta^3 - 2p_r)}{2(1-\eta^3)\left(\exp(bt)\left(m_R\left[r_0 + \frac{a_r}{b}\right] + m_r\left[R_0 - \frac{A_R}{b}\right]\right) - \frac{a_rm_R - A_Rm_r}{b}} \right] + \frac{1}{2} \left[\frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{2}\right)\left(\exp(bt)\left(m_R\left[r_0 + \frac{a_r}{b}\right] + \frac{1}{2}\right) + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{2}\right)\left(\exp(bt)\left(m_R\left[r_0 + \frac{a_r}{b}\right] + \frac{1}{2}\right) + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{2}\right)\left(\exp(bt)\left(m_R\left[r_0 + \frac{a_r}{b}\right] + \frac{1}{2}\right) + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{2}\right)\left(\exp(bt)\left(m_R\left[r_0 + \frac{a_r}{b}\right] + \frac{1}{2}\right) + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{2}\right)\left(\exp(bt)\left(m_R\left[r_0 + \frac{a_r}{b}\right] + \frac{1}{2}\right) + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{2}\right)\left(\exp(bt)\left(m_R\left[r_0 + \frac{a_r}{b}\right] + \frac{1}{2}\right) + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{2}\right)\left(\exp(bt)\left(m_R\left[r_0 + \frac{a_r}{b}\right] + \frac{1}{2}\right)\right) + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{2}\right)\left(\exp(bt)\left(m_R\left[r_0 + \frac{a_r}{b}\right] + \frac{1}{2}\right) + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{2}\right)\left(\exp(bt)\left(m_R\left[r_0 + \frac{a_r}{b}\right] + \frac{1}{2}\right)\right) + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{2}\right)\left(1 - \frac{1}{2$$

$$+\frac{2\eta(1-\eta^{3})a_{r}+m_{r}\eta((3p_{R}-p_{r})\eta^{3}-2p_{r})}{2(1-\eta^{3})\left(\exp(bt)\left(m_{R}\left[r_{0}+\frac{a_{r}}{b}\right]+m_{r}\left[R_{0}-\frac{A_{R}}{b}\right]\right)-\frac{a_{r}m_{R}-A_{R}m_{r}}{b}\right)}\right],$$

٦

where

$$\eta = R(t)/r(t), \ A_R = a_R - m_R(p_r - p_R)/2.$$

Separating the variables and integrating, we obtain analytical solution of the basic differential equation giving us t-to- η corresponding. Then it is easy to calculate all the other parameters (stress, inner and outer radii) at any time t.

Damage measures. The failure of the structure element can be induced by various causes. The lifetime of a solid is determined by the minimum time it takes for a limiting state to be achieved owing to any cause: when the ultimate tensile strength is achieved, upon loss of stability, upon damage accumulation (during quasi-static cyclic loading or aging) in weld seams, due to accidental circumstances, and so on.

To determine the lifetime of the sphere according to different criteria (i) let us introduce dimensionless estimating functions Π_i (damage measures). Let the range of values of such the functions be the interval [a; 1], where a < 1. Each of the functions Π_i reaches unity at the time t_i^* when the critical state corresponding to a certain criterion occurs. The most probable time t^* of the shell destruction is determined by the minimum of values t_i^* : $t^* = \min_i \{t_i^*\}$. Related criterion Π_i indicates the most probable cause of damage.

For the criterion of maximum normal stress, the estimating function of the resource of strength can be of the form

$$\Pi_{s}(t) = \frac{\sigma(t)}{\sigma_{s}^{*}(t)} < 1, \ t \in \left[0, t_{s\sigma}^{*}\right[, \ \Pi_{s}(t_{s\sigma}^{*}) = 1,$$
⁽¹⁾

where $\sigma(t)$ is maximum principal stress, $\sigma_s^*(t)$ is the brittle strength (which can change with time).

Function Π_s can be set in by another variable as well, e. g. η :

$$\Pi_{s\eta}(t) = \frac{\eta^{*}(t)}{\eta(t)} < 1, \ t \in \left[0, t_{s\eta}^{*}\right[, \ \Pi_{s\eta}(t_{s\eta}^{*}) = 1,$$
⁽²⁾

where $\eta^*(t)$ is the critical value associated with the ultimate stress $\sigma_s^*(t)$.

It should be noted that the lifetimes calculated by formulas (1) and (2) are equal to each other: $t_{s\sigma}^* = t_{s\eta}^*$.

To assess the buckling life of hollow sphere (when $p_R > p_r$), we can choose an estimating function in the form:

$$\Pi_{b}(t) = \frac{\left|\sigma(t)\right|}{\sigma_{b}^{*}} < 1, \ t \in \left[0, t_{b}^{*}\right[, \ \Pi_{b}(t_{b}^{*}) = 1,$$
(3)

where $|\sigma(t)|$ is the absolute value of the maximum principal stress, σ_b^* is buckling stress. According to [5], σ_b^* can be represented in the following form:

$$\sigma_b^* = \frac{2E}{\sqrt{3(1-\mu^2)}} \cdot \frac{\eta-1}{\eta+1},$$

where E and μ are Young's modulus and Poisson's ratio, respectively.

Example. Consider uniform internal corrosion of the linearly elastic sphere with the outer radius $R = R_0 = const$ and the inner radius r increasing with time. The external pressure $p_R = 3.5$ MPa; E = 20600 MPa; $\mu = 0.3$.

Fig. 1 shows graphs of the stability and strength estimating functions, Π_b and Π_s , defined by (1) and (3), respectively, for $R = R_0 = 0.6$ m and $a_r = 0.16$. Fig. 1a is related to $p_r = 0$; $r_0 = 0.54$ m and $b_1 = 5$; $b_2 = 0$. Fig. 1b corresponds to $p_r = 3$ MPa; $r_0 = 0.594$ m and $m_{1,r} = 0.004$; $m_{2,r} = 0.008$.

Most probable cause of failure can be defined from the graphs. One can see that depending on the ratio of parameters, the destruction may occur due to buckling or rupture. On fig. 1a the function Π_s reaches unity before the function Π_b $(t_{s\sigma}^* < t_b^*)$, hence the cause of failure is maximum principal stress becomes equal to brittle strength. Fig. 1b shows that Π_b reaches unity before the function Π_s $(t_b^* < t_{s\sigma}^*)$, it follows that the shell loses stability before brittle fracture occurs.



Conclusion. Estimating functions are introduced which are convenient for life assessment when several fracture mechanisms competes.

References

- L. M. Kachanov, Introduction to continuum damage mechanics. Nauka, Moscow, 1974, 312 p. (in Russian).
- 2. Yu. N. Rabotnov, An introduction to fracture mechanics. Nauka, Moscow, 1987, 80 p. (in Russian).
- Yu. G. Pronina, "Estimation of the life of an elastic tube under the action of a longitudinal force and pressure under uniform surface corrosion conditions", Russian Metallurgy (Metally), Vol. 2010, No 4, 361–364, (2010).
- P. A. Pavlov, B. A. Kadyrbekov, and V. A. Kolesnikov, Strength of Steels in Corrosive Media. — Nauka, Alma Ata, 1987, — 272 p. (in Russian).
- 5. P. E. Tovstik, Stability of thin shells. Nauka, Moscow, 1995, 320 p. (in Russian).

АДГЕЗИЯ УПРУГИХ ТЕЛ

Ромашин С.Н., Фроленкова Л.Ю., Шоркин В.С.

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Государственный университет - учебно-научнопроизводственный комплекс", г. Орел, Россия Sromashin@yandex.ru, Larafrolenkova@yandex.ru, VShorkin@yandex.ru

Введение

Явление адгезии проявляется при контакте твердых тел и широко используется в промышленности. Участки граничных поверхностей, вступающих в контакт тел, находятся на расстояниях, настолько малых, что ионы, электроны, атомы и молекулы одного из тел попадают под электрическое и ван-дер-ваальсово нелокальные воздействия ионов, электронов, атомов и молекул другого тела. Непосредственный расчет этих взаимодействий осуществляется физикой [1, 2, 3]. В работах [4 – 8] представлены модели, в которых в дополнение к традиционным характеристикам упругого состояния материала используется понятие энергии силового поля вблизи свободной поверхности, его потенциал и сила притяжения в форме Ленарда – Джонса или прямоугольника [6, 7]. Энергия и силы нелокального взаимодействия считаются поверхностно распределенными величинами. Такое распределение используется ввиду неопределенности толщин пограничных слоев и числа попавших туда частиц (атомов, молекул). Кроме того, толщина поверхностных слоев мала. Это делает ошибку, вызванную ее не учетом, незначительной [9]. Следствием гипотезы о поверхностном распределении адгезионных сил является то, что их действие на внутренние частицы взаимодействующих тел не учитывается. О необходимости такого учета свидетельствуют, например, данные экспериментов [10] об убывающей зависимости энергии адгезии графеновых пленок на биоксиде кремния от их толщины.

Взаимосвязь поверхностно и объемно распределенных сил адгезии

Предлагается определение вида и параметров потенциала силового поля вблизи свободной поверхности твердого тела, характера их распределения вдоль граничных поверхностей и между близко расположенными участками поверхностей контактирующих тел, величины и характера распределения поверхностной энергии вдоль граничной поверхности на основе результатов работ [11, 12] через классические характеристики упругого состояния.

В названных работах считается, что любое твердое тело получено путем сначала мысленного, вдоль поверхности, а затем мгновенного реального выделения из бесконечно протяженной, однородной, изотропной упругой среды с известными свойствами. Мысленно выделенная область, принимается в качестве его отсчетной конфигурации, а термодинамическое состояние материала в этот момент – начальным состоянием. Учитывается, что любое тело образовано объединением бесконечно малых частиц. Любые их наборы взаимодействуют между собой с помощью потенциальных сил. В работах [11, 12] считается, что при наличии адгезионного контакта между телами, каждая их частица, находится под действием как частиц того же тела, так и частиц другого тела.

Потенциал произвольной частицы, является суммой потенциалов ее взаимодействия с остальными частицами (парных, тройных и т. д.). Он представлен в виде полинома второй степени от относительных смещений, разложенных в ряд Тейлора по внешним степеням векторов их относительных смещений. Это дало возможность получить его представление в виде полинома второй степени градиентов перемещений до заданного максимального порядка, и выразить тензоры, характеризующие линейные механические свойства среды, через потенциалы парных, тройных и т.д. взаимодействий. При этом нелокальное воздействие на произвольную частицу одного тела частиц другого тела сказывается на механических свойствах материала в ее окрестности. В работах [11, 12] адгезия рассматривалась в ее конечной стадии, вдоль заданной поверхности без учета взаимного притяжения вдоль участков границ, прилегающих к поверхности контакта.

При наличии адгезионного контакта между телами, каждая их частица, находится под действием как частиц того же тела, так и частиц другого тела. В первом случае за счет описанного перехода от нелокального описания потенциального взаимодействия частиц к локальному (градиентному) получается модель упругой которую среды. предполагается использовать для описания напряженнодеформированного состояния контактирующих тел. Во втором случае этот переход не делается (в [11, 12] он сделан). В результате появляется механизм описания взаимодействия упругих тел посредством дальнодействующих потенциальных сил, вызывающих сближение тел под действием адгезионных сил и деформацию после вступления в контакт.

В работах [4-7] для описания адгезионного взаимодействия очень близко расположенных тел используются не объемно распределенные, а поверхностно распределенные нелокальные силы. В данной работе сделана попытка обоснования эквивалентности адгезионного воздействия одного тела на другое как с помощью объемно распределенных, так и поверхностно распределенных сил. В основу положены следующие соображения. В физике нелокальное действие одного тела на другое осуществляется посредством силового поля (электростатического, гравитационного). Оно характеризуется напряженностью - силой, приходящейся на единицу меры не локально взаимодействующих частей среды (заряда, массы), и потенциалом – работой по переносу этой единицы в бесконечность из точки его определения. При экспериментальном определении характеристик поля используется пробная частица – малое количество меры взаимодействующей среды. Учитывая это обстоятельство, считается, что при изучении поля, созданного телом $B_{(p)}$, пробной частицей является частица $dB_{(k)}$. Найден способ определения поверхностно распределенной силы, создающей в окрестности поверхности тела $B_{(p)}$ силовое поле, совпадающее с полем, созданным объемно распределенными силами. Способ опирается на утверждение о том, что действие $B_{(p)}$ на $dB_{(k)}$ в обоих случаях одно и то же.

Заключение

Используемые в работах [4–7] величина поверхностной энергии, форма потенциалов, параметры, конкретизирующие их вид, должны быть заданы исходя из дополнительных соображений. Однако способ их определения для произвольных конструкционных материалов с их сложным химическим составом и структурой, особенно в случае, когда материалы контактирующих тел разные, не указывается. Это обстоятельство существенно мешает использованию моделей, представленных в [4 – 7] при проведении практических расчетов. Рассмотренное в данной работе дополнение этих моделей представлениями работ [11, 12] дает возможность исключить этот недостаток и определить феноменологически введенные дополнительные к традиционным характеристики свойств, по крайней мере, изотропных материалов твердых тел через эти традиционные характеристики. Связь состоит в том, что как традиционные, так вновь введенные характеристики выражаются через потенциалы межчастичного взаимодействия.

Результаты теоретических исследований можно использовать для расчета площади оптического контакта в коннекторе оптоволоконного провода – пятна контакта, образованного в результате адгезии соединяемых концов оптических кабелей, имеющих выпуклую осесимметричную форму торцов [13]. В идеальной оптоволоконной системе световой поток должен беспрепятственно проходить трассу от источника до фотоприемника. При переходе сигнала из одного световода в другой отражения сигнала от поверхности контакта не будет, если она будет поверхностью адгезионного контакта. Адгезия исключает наличие явно выраженной поверхности контакта в виде скачка физических свойств [14], обеспечивает их совпадение. Поверхность адгезионного контакта должна совпадать с нормальным сечением световода. Это достигается силами адгезии и дополнительным поджатием выпуклых торцов соединяемых световодов. Их можно рассчитать, опираясь на результаты представленных рассуждений.

- Лифшиц Е. М. Теория молекулярных сил притяжения между конденсированными телами // Труды Е. М. Лифшица. Под ред. Л. П. Питаевского, Ю.Г. Рудого. – М.: ФИЗМАТ-ЛИТ, 2004. – 648 с.
- 2. Векилов Ю. Х., Вернгер В. Д., Самсонова М. Б. Электронная структура поверхностей непереходных металлов // Успехи физических наук, 1987. Т. 151. Вып. 2. С. 341 373.
- Дерягин Б. В., Кротова Н. П. Электрическая теория адгезии (прилипания) пленок к твердым поверхностям и ее экспериментальное обоснование // Успехи физических наук, 1948. – Т. XXXVI. – Вып. 3. – С. 387 – 406.
- 4. Johnson K. L., Kendall K., Roberts A. D. Surface energy and the contact of elastic solids // Proc. R. Soc. Lond. 1971. A 324. P. 301 313.
- 5. Derjaguin B. V., Muller V. M., Toropov Yu. P. Effect of contact deformations on the adhesion of particles // J. Colloid. Interface Sci. 1975. V. 53. № 2. P. 314 326.
- 6. Maugis D. Adhesion of spheres: The JKR-DMT transition using a Dugdale model // J. Colloid Interface Sci. 1991. № 150. P. 243 269.
- 7. Горячева И. Г., Маховская Ю. Ю. Адгезионное взаимодействие упругих тел // Прикладная математика и механика. – 2001. – Т. 65. – Вып. 2. – С. 279 – 289.
- Лурье С. А., Белов П. А. Теория сред с сохраняющимися дислокациями. Частные случаи: Среды Коссера и Аэро – Кувшинского, пористые среды, среды с "двойникованием" // Современные проблемы механики гетерогенных сред. – ИПРИМ РАН, 2005. – С. 235 – 267.
- 9. Ландау Л. Д., Лифшиц У. М. Теоретическая физика. М.: Наука, 1976. Т. 5. Статистическая физика. Ч. 1. 584 с.
- 10. Wei G., Rui H. Effect of surface roughness on adhesion of grafene membranes // J. Phys. D: Appl. Phys. 4 (2011). 452001 (4 pp), 1 4.
- 11. Шорин В. С., Фроленкова Л. Ю., Азаров А. С. Учет влияния тройного взаимодействия частиц среды на поверхностные и адгезионные свойства твердых тел // Журнал Материаловедение. 2011. № 2. С. 2 7.
- 12. Фроленкова Л. Ю., Шоркин В. С. Метод вычисления поверхностной энергии и энергии адгезии упругих тел // Вестник ПНИПУ. Механика. 2013. № 1. С. 235 259.
- Обреимов И. В., Трехов Е. С. Оптический контакт полированных стеклянных поверхностей // ЖЭТФ. – 1957. – Т.32. – Вып. 2. – С. 185–192.
- 14. Гиббс Дж. В. Термодинамика. Статистическая механика. М.: Наука, 1982. 584 с.

ПРИМЕНЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ СЛУЖЕБНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЖАРОСТОЙКИХ КАБЕЛЕЙ

Рубаник В.В., Царенко Ю.В.

ГНУ «Институт технической акустики НАН Беларуси», г. Витебск УО «Витебский государственный технологический университет», Беларусь labpt@vitebsk.by

Кабели с минеральной изоляцией в металлических оболочках не обладают способностью к самовозгоранию, не токсичны, абсолютно безопасны с точки зрения экологии, способны работать даже при длительном перегреве вплоть до температуры плавления оболочки [1].

Жаростойкие кабели с магнезиальной изоляцией выполняются из следующих конструктивных элементов: токопроводящих жил, минеральной изоляции и герметизирующей оболочки. Токоправодящие жилы и герметизирующая оболочка изготавливаются обычно для силовых кабелей из меди, для нагревательных – из аустенитных сталей, никеля, нихрома, для термопарных – из жаростойких сталей и термоэлектродных сплавов.

Засыпка и уплотнение труб изоляционным материалом является самой ответственной и трудоемкой задачей. Нарушение технологических режимов, прежде всего, отражается на центровке токопроводящих жил и плотности изоляции и, следовательно, на электрических параметрах кабелей. В качестве изоляционного материала используют оксиды магния и алюминия. Чтобы не происходило увлажнение изоляционного порошка во время засыпки, его прокаливают в электрической печи. Применение ультразвуковых колебаний позволило, используя традиционную технологию засыпки с одновременным уплотнением волочением, производить заполнение кабельной заготовки порошком любого гранулометрического состава, включая окись магния марки "ЧДА" [2, 3].



Рис. 1. Устройство для формирования кабеля с минеральной изоляцией с двумя токопроводниками

Устройство состоит из концентратора ультразвуковых колебаний 1, соединенного с магнитострикционным преобразователем (на рисунке не показан), воронки 2, штока 3, помещенного в трубу-заготовку 4, токопроводящих жил 5, помещенных в защитные трубки 6, электрического вибратора 7, установленного в узле смещений ультразвуковых колебаний, волоки 8, закрепленной в пучности смещений концентратора ультразвуковых колебаний 1, изоляционного порошка 9.

Процесс заполнения заготовки осуществляется следующим образом. Устанавливают вертикально трубу-заготовку, в которой располагают шток с защитными трубками, в которые помещают токопроводящие жилы. Закованный нижний конец трубы-заготовки вставляют в волоку и закрепляют в тянущем устройстве. В верхней части штока устанавливают воронку, в которую из бункера засыпают изоляционный порошок. Ультразвуковые колебания в концентраторе, в котором закреплена волока, возбуждают с помощью магнитострикционного преобразователя. Из бункера, через воронку, шток и отверстия в пробке штока, изоляционный порошок поступает в трубу-заготовку. Скорость заполнения определяется размером отверстий в пробке штока, и размерами частиц порошка. При заполнении порошковой изоляцией участок трубы-заготовки протягивается через волоку с помощью тянущего устройства.

Деформирование жил происходит под действием сил, передаваемых через слой порошкового наполнителя. В результате на поверхности жил образуются вмятины (шероховатости), возникает значительная неоднородность в сечении по длине (рис.2).



Рис. 2. Поперечное сечение токопроводящей жилы кабеля после волочения: 1 – в обычных условиях; 2 – с наложением ультразвуковых колебаний

Причём неоднородность поверхности жил (площадь и глубина вмятин) зависит от физико-механических свойств, как материала жил, так и порошкового наполнителя и в особенности его гранулометрического состава. Это приводит при последующем волочении, особенно кабеля малого диаметра, к обрывам жил, а также к нестабильности термоЭДС, выходу из строя нагревостойкого кабеля при эксплуатации. Переход к порошкам, обладающим меньшими размерами частиц, например, окиси магния марки "ЧДА", получаемой химическим способом, в значительной степени устраняет указанные недостатки [2].

В процессе холодной пластической деформации в оболочке кабеля, выполненной из стали 12Х18Н10Т, происходит мартенситное превращение. Образующийся мартенсит деформации более прочен и менее пластичен по сравнению с исходным аустенитом. Образование мартенситного кристалла при $\gamma \rightarrow \alpha'$ превращении сопровождается изменением не только формы, но и объема вследствие перестройки кристаллической решетки [4], что приводит к возникновению внутренних напряжений.

Для изучения влияния ультразвуковых колебаний на процесс образования мартенситной фазы были проведены исследования по растяжению образцов кабеля КНМС исходным диаметром 2,0 мм. Скорость нагружения образцов составляла 2 мм/с. Нагревостойкий кабель предварительно был отожжен на проход в водородной печи при температуре 1000 ⁰C. Исходные образцы кабеля имели полностью аустенитную структуру. Амплитуду ультразвуковых смещений в процессе растяжения поддерживали постоянной. В кабельной заготовке колебания возбуждали с помощью волноводной системы с использованием магнитострикционного преобразовате-

ля ПМС15-А18. Величина относительного удлинения образцов при растяжении составляла 20 %.

На рис.3 представлена зависимость содержания α' - фазы от амплитуды ультразвуковых смещений на торце концентратора, из которого видно, что имеется оптимальное значение амплитуды ультразвуковых смещений в области 5...10 мкм, при котором образование мартенситной фазы при растяжении существенно замедляется. Дальнейшее повышение амплитуды смещений вызывает увеличение количества α'-фазы.



Рис.3. Зависимость содержания α'-фазы от амплитуды ультразвуковых смещений при растяжении кабеля

Таким образом установлено, что в процессе растяжения на определенном этапе образуется ферромагнитная α' -фаза, количество которой непрерывно увеличивается по мере роста удлинения образца. Однако, если в первые моменты деформации ее распределение по деформируемому образцу в основном равномерно, то в последующем, когда образуется шейка, это распределение становится неоднородным, с явным преобладанием количества α' -фазы в месте локализованной деформации, т.е. месте последующего разрыва образца. После того, как средний уровень напряжений в деформируемом образце достигает критических значений, соответствующих зарождению α' -фазы, в аустенитной матрице образца оболочки начнется $\gamma \rightarrow \alpha'$ превращение. Величина этого напряжения для стали 12X18H10T составляет 600–650 H/мм² [5].

- 1. Сучков В.Ф., Светлова В.И., Френкель Э.Э. Жаростойкие кабели с минеральной изоляцией. - М.: Энергоатомиздат, 1984. - 204 с.
- 2. Рубаник В.В., Царенко Ю.В. Скоростная электротермическая обработка композиционных изделий с минеральным наполнителем. Известия ВУЗов. Черная металлургия. -2010, № 2, с.27-32.
- 3. Царенко Ю.В., Рубаник В.В. Устройство формирования кабельной заготовки. Патент ВУ № 7383, 2011.
- 4. Курдюмов Г.В., Утевский Л.М., Этин Э.И. Превращения в железе и стали. М.: Наука. 1977. 236 с.
- 5. Максимкин О.П., Цай К.В. Магнитометрическое исследование особенностей мартенситного превращения γ→α' в облученной нейтронами стали 12Х18Н10Т// Металлы.-2008.- № 5. - С.39-47.

ЭЛЕКТРОПЛАСТИЧЕСКОЕ КОМПАКТИРОВАНИЕ ДИСПЕРСНЫХ ПРОВОДЯЩИХ СРЕД ДЛЯ РЕЦИКЛИНГА ОТХОДОВ ВЫСОКОПРОЧНЫХ СПЛАВОВ, ПРЕЖДЕ ВСЕГО, ТИТАНОВЫХ, ПОЛУЧЕНИЯ ЗАГОТОВОК, ПОЛУФАБРИКАТОВ, МАТЕРИАЛОВ И ИЗДЕЛИЙ С НОВЫМ УРОВНЕМ СВОЙСТВ

Самуйлов С.Д., Троицкий О.А.

Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе, Россия, Санкт Петербург, <u>Sam.mhd@mail.ioffe.ru</u> Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН, Россия, Москва,

o.a.troitsky@rambler.ru

Стратегия устойчивого развития мирового хозяйства в условиях ограниченности ресурсов предполагает разработку эффективных технологий получения материалов и полуфабрикатов с новым уровнем свойств, в т.ч. из отходов [1]. Перспективным способом их создания является использование в качестве новых технологических инструментов потоков энергии большой плотности, в т.ч. электрического тока [2–4]. Электропластическое, электроимпульсное компактирование (брикетирование) металлических отходов обеспечивает их более рациональную переработку в виде брикетов и получение дешёвых пористых материалов и изделий [5–10]. В качестве технологического инструмента используется электрический ток большой плотности (рис 1). Измельчённые отходы прессуют при сравнительно небольших давлениях, а затем не снимая давления подвергают обработке импульсом электрического тока с использованием электропластического эффекта. Эта обработка позволяет связать спрессованный материал в прочный брикет. Весь металл при брикетировании нагревается незначительно, а локальные зоны контактов на короткое время, это, позволяет избежать существенного окисления металла даже при брикетировании на воздухе такого химически активного металла как титан [5, 6]. Для формирования брикета используется, локальное кратковременное воздействие на исходное сырьё потока энергии большой плотности - импульс электрического тока. Локальность воздействия обеспечивается самим способом воздействия, а прочность материала формируется за счёт электропластического эффекта (ЭПЭ) и импульсной электрической сварки контактов между частицами металла.



Рис. 1. Схема процесса электроимпульсного брикетирования для варианта, при котором электрический ток пропускается перпендикулярно направлению прессования. 1 – Источник импульсного электрического тока, 2 – электроды, 3 – поршень пресса, 4 – изоляторы, 5 – стружка, 6 –электроизолированная пресс-форма

На лабораторной, опытно-промышленной и модельной установках (рис. 2. фотография пробного брикета рис.3.) изготовлены брикеты различной формы, размера и плотности из стружки титановых сплавов различных сортов, в т.ч. высокопрочных, (BT1-0, 3M, BT20, Ti–10V–2Fe–3Al и др) брикеты из стружки большинства других металлов: меди, латуни, алюминия, чугуна и сталей (в т.ч. немагнитных нержавеющих, углеродистых, легированных); измельченного стального лома, металлокорда [5–10].



Рис. 2. Модельный образец установки для брикетирования металлической стружки. 1 – пресс, 2 – конденсаторная батарея, 3 – прессовальная камера, 4 – пульт управления прессом, 5 – пульт управления конденсаторной батареей.



Рис. 3. Фотография пробного брикета. Стружка титанового сплава 3М. Размер брикета: 175х64х50 мм; плотность 1,1 г/см³ (пористость 75%); масса 590 г.

захватов разрывной машины.

Механические испытания брикетов разной плотности показали, что при малой амплитуде пропускаемого тока брикеты не образуются, при её увеличении образуются брикеты малой прочности, затем прочность брикетов растёт при совместном воздействии ЭПЭ и контактной сварки. относительно небольшом При вклале энергии (~ 5 квт час/т) прочность брикетов на разрыв превысила 200 кН/м², что достаточно для их транспортировки и переработки. Лучший образец из числа тех, которые мы смогли разрушить по нашей методике, имел прочность на разрыв ~ 500 кПа, более прочные образцы выскальзывали из

Исследовалось влияние процесса брикетирования на качество получаемого металла, установлено, что загрязнение металла кислородом и азотом [5], в т.ч. в зоне точек сварки [6], не препятствует их использованию. Температура брикетов после обработки не превышает 200 °C. При таком нагреве не происходит газонасыщения метала, кроме того, это показывает, что технология является энергосберегающей.

Предложено использовать брикеты для легирования металлов [7], в т.ч.: изготовленные из стружки металла – лигатуры, смеси стружки разных металлов, композитные брикеты из стружки и кускового материала, в частности отсева мелкой фракции лигатур обычного типа. Получены брикеты с диэлектрическими и электропроводящими включениями, причём электропроводность включений как несколько выше, так и существенно ниже, чем у основы. Концентрация кусковой фазы может составлять до половины объёма образца. Этот процесс важен для получения лигатур нового типа и возвращения в металлургических процесс многих видов дисперсных отходов образующихся в металлургии и металлообработке, он может быть использован для получения композитных материалов.

Экспериментально исследована возможность микролегирования и рафинирования алюминиевых сплавов с использованием брикетов из стружки титанового сплава, легирования сталей брикетами, из смеси 30 % стальной и 70 % титановой стружки (аналог 70% ферротитана), легирования титановых сплавов брикетами из титановой стружки содержащими куски алюминия и алюмованадия.

Совместно с ООО «Новые технологии инжиниринг» разработан эффективный метод получения металлических порошков размолом стружки, получены пробные брикеты из порошка, и брикеты с включениями из стеклянных шариков (рис. 4)., их содержание составляло 20 и 30 % по насыпному объёму [8, 9].



Рис. 4. *а*) Брикет из порошка титана. Размер: диаметр 35, высота 46,5 мм; масса 103 г, плотность 2,3 г/см³; пористость 50%, осыпь порошка 2,5 г, 2,4 %; *б*) увеличенное изображение центральной части 1x1 см. *в*) Композитный брикет из порошка титана и стеклообразных минеральных шариков. Размер: диаметр 35, высота 40,5 мм; масса 109 г, плотность 2,8 г/см³; осыпь порошка 3,4 г, 3,1 %, содержание шариков по насыпному объёму 20 %, по весу 16%, в объёме брикета стекло 9%, титан 55%, поры 36 %; *г*) увеличенное изображение центральной части 1x1 см., видны блестящие сиреневые шарики

Электропластическая технология брикетирования обеспечивает высокую производительность процесса и не требует больших затрат энергии. Производство брикетов из экономически оправдано за счёт их более высокой стоимости. Целесообразно использовать металлобрикеты в качестве полуфабрикатов, материалов, и изделий.

- 1. Юсфин Ю.С., Лисин В.С. Ресурсо-экологические проблемы XXI века и металлургия. М. Высшая школа. -1998. -447 с.
- 2. Деменюк В.Д., Юрлова М.С., Лебедева Л.Ю., Григорьев Е.Г., Олевский Е.А. // Ядерная фи-зика и инжиниринг. 2013. Т. 4. № 3. С. 195.
- О.А.Троицкий, Ю.В.Баранов, Ю.С.Авраамов, А.Д.Шляпин, «Физические основы и технологии обработки современных материалов» (теория, технология, структура и свойства), Москва-Ижевск, монография т.І (590 стр.) и т. II (467 стр.), Изд-во РХД, АНО ИКИ (г. Ижевск), 2004 г.
- 4. Троицкий О.А., Баранов Ю.В. // Наукоемкие технологии в машиностроении, №4, 2011, с. 38-44.
- 5. Самуйлов С.Д. Электрофизический метод брикетирования металлической стружки. LAP LAMBERT Academic Publishing, Saarbrucken Germany. 2011. 136 с. ISBN 978-3-8433-2366-6
- 6. Пузаков И.Ю., Корнилова М.А., Самуйлов С.Д., Крестьянинов Д.А. // Технология лёгких сплавов. 2011, № 1, С. 98 107.
- 7. Бочаров Ю.Н, Крестьянинов Д.А., Самуйлов С.Д., Филин Ю.А. Научно-технические ведомости СПбГПУ, № 6 (70), 2008, с. 125 – 130.

- 8. Игнатов В.И., Краснов А.А., Костров К., Силин А.Ю., Самуйлов С.Д. Цветные металлы № 1, 2010, с. 80-84.
- 9. Самуйлов С.Д. // <u>Технология металлов</u>. 2012. <u>№ 9</u>. С. 29-35.

10. Самуйлов С.Д.// Чёрные металлы, февраль 2009, с 14 – 19

ФАЗОВЫЙ СОСТАВ НАНОКОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ ПОЛИТИТАНАТОВ КАЛИЯ, МОДИФИЦИРОВАННЫХ ПЕРЕХОДНЫМИ МЕТАЛЛАМИ

Саунина С.И., Третьяченко Е.В., Гороховский А.В., Ягафаров Ш.Ш., Калганов Д.А.

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А., Саратов, Россия. saunina@csu.ru, trev07@rambler.ru

Полититанаты калия (ПТК) являются перспективными материалами для производства широкого круга композиционных материалов, которые могут быть использованы в машиностроении, приборостроении, энергетике, электротехнической промышленности. В работах по исследованию изменения фазового состава полититанатов калия в процессе высокотемпературного обжига [1] отмечено, что чешуйчатые полититанаты калия перекристаллизовываются в волокнистые модификации (вискеры). Введение волокнистых и чешуйчатых полититанатов калия в полимерные матрицы на стадии переработки позволяет повышать модуль упругости, теплостойкости, понижать коэффициент трения и износа композиционных материалов конструкционного и фрикционного назначения на основе полиэтиленовых, полиамидных и эпоксидных матриц [1].

Слоистые частицы полититанатов калия обладают высокой способностью к интеркаляции [2-4]. Так, на примере ионов Fe³⁺ показано, что ионы переходных металлов при термической обработке интеркалятов способны встраиваться в структуру оксида титана и его производных, формируя элемент-кислородные октаэдры [3]. Это позволяет формировать различные по своему химическому составу продукты, способные при дополнительной термической обработке превращаться в функциональные керамические материалы различного фазового состава.

Целью данной работы было исследование фазового состава протонированных полититанатов калия (ПТКП), модифицированных в растворах солей переходных металлов.

Образцы базового полититаната калия синтезированы в соответствии с методикой работы [1] в расплаве солей при обработке порошка оксида титана (анатаз 99%, ALDRICH, средний размер частиц 7 мкм) в солевом расплаве КОН и KNO₃ при температуре 500 °C в течение двух часов. Полученный продукт дважды отмывали от водорастворимых соединений в дистиллированной воде при соотношении 40:1 и отфильтровывали. Образцы протонированного полититаната (ПТКП) получены путем обработки водной суспензии базового полититаната калия серной кислотой в процессе перемешивания при комнатной температуре до получения стабильного значения pH=5,6 водной суспензии. После протонирования, твердую фазу отделяли центрифугированием, тщательно промывали дистиллированной водой, а полученный продукт высушивали при температуре 30°С.

Полученные порошки ПТКП модифицировали в растворах солей переходных металлов. Содержание переходного металла в конечных продуктах в пересчете на

оксид составило 2,0 масс.% CuO, 1,2 масс.% Fe₂O₃ и 1,2 масс.% NiO для образцов, модифицированных в растворах CuSO₄, Fe₂(SO₄)₃ и NiSO₄ соответственно.

Исследование фазового состава образцов, обработанных в течение двух часов при 850 и 1100 °C, проводилось методами рентгенофазового анализа с использованием CuK_{α} излучения и электронной сканирующей микроскопии (JEOL JSM -6510).

На рентгенограммах всех исходных образов наблюдается широкий дифракционный максимум в области углов $2\theta \sim 30$ градусов, который, по-видимому, формируется наложением максимумов нанодисперсных фаз K₂Ti₆O₁₃ и K_{1,35}Ti₈O₁₆. Также на рентгенограммах присутствуют дифракционные линии рутила (рис.1).



Рис. 2. Рентгенограммы протонированных полититанатов калия, термообработанных при 850°С: 1 – исходный ПТКП; 2 – ПТКП-Ni; 3 – ПТКП-Fe; 4 – ПТКП-Cu.

Рис. 3. Рентгенограммы протонированных полититанатов калия, термообработанных при 1100°С: 1 – исходный ПТКП; 2 – ПТКП-Ni; 3 – ПТКП-Fe; 4 – ПТКП-Си

В образце на основе ПТКП, не содержащего модифицирующих добавок после термообработки при 850°С появляется новая фаза анатаз (20 ~ 25 град). При этом наблюдается уменьшение интегральной ширины дифракционного максимума в области углов 20 ~ 30 градусов, на фоне которого, присутствуют рефлексы $K_2 Ti_6 O_{13}$ (рис.2). После аналогичной термообработки образца, модифицированным в растворе $Fe_2(SO_4)_3$ в отличие от исходного образца ПТКП, кроме фаз анатаза, рутила и $K_2 Ti_6 O_{13}$ на рентгенограммах присутствуют дифракционные максимумы, относящиеся к $K_{1,35} Ti_8 O_{16}$. Фазовый состав образцов, модифицированных в растворах CuSO₄ и NiSO₄ соответствует составу образца, модифицированного в растворе $Fe_2(SO_4)_3$.

На рис. 3 представлены рентгенограммы образцов после термообработки при 1100° С. В образце исходного ПТКП образуются фазы рутила и K₂Ti₆O₁₃. На рентгенограммах образцов, модифицированных в растворах солей CuSO₄, Fe₂(SO₄)₃ и NiSO₄ присутствуют фазы рутила, K₂Ti₆O₁₃ и K_{1,35}Ti₈O₁₆.



Рис. 4. Микроструктура протонированных полититанатов калия, термообработанных при 1100°С: 1 – исходный ПТКП; 2 – ПТКП-Ni; 3 – ПТКП-Fe; 4 – ПТКП-Cu

Микроструктура не модифицированного ПТКП, представлена в основном частицами вытянутой формы (whisker) (рис. 4). На микрофотографиях модифицированных образцов не наблюдается заметного отличия по форме частиц, образовавшихся при высокотемпературной обработке. Таким образом, введение оксидов железа, никеля и меди в количестве от 1 до 2 масс.% способствует более активному формированию фаз $K_2Ti_6O_{13}$, $K_{1.35}Ti_8O_{16}$ по сравнению с образцом не модифицированного полититаната калия.

- 1. Sanchez-Monjaras T., Gorokhovsky A.V., Escalante-Garcia J.I. Molten salt synthesis and characterization of polytitanate ceramic precursors with varied TiO₂/K₂O miolar ratio // J. Am. Ceram. Soc. 2008, Vol. 91, No 9, 3058-3065.
- 2. Е.В. Третьяченко, О.А. Смирнова, Т.В. Никитюк, М.А. Викулова, Д.С. Ковалева Взаимодействие наноразмерных полититанатов калия с растворами солей переходных металлов // Башкирский химический журнал. 2012. - Т.19. №1. - С. 38-41.
- Zhu J., Chen F., Zhang J. Fe³⁺-TiO₂ photocatalysts prepared by combining sol-gel method with hydrothermal treatment and their characterization // J. Photochem. Photobiol. A: Chem.- 2006.-№180.- P.196-204.
- 4. А.В. Гороховский, И.Д. Кособудский, Е.В. Третьяченко, Л.В. Никитина, Г.Ю. Юрков, А.И. Палагин Полититанаты калия интеркалированные ионами никеля и их термические превращения // Журнал неорганической химии, 2011, Т.56, № 11, С. 1775-1780.

ЗАРОЖДЕНИЕ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ПРИЗМАТИЧЕСКИХ ДИСЛОКАЦИОННЫХ ПЕТЕЛЬ В КОМПОЗИТНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

Гуткин М.Ю. ¹⁻³, Смирнов А.М.²

 ¹ Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург, Россия
 ² С.-Петербургский государственный политехнический университет, Россия
 ³ С.-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Россия m.y.gutkin@gmail.com, smirnov.mech@gmail.com

Производство и применение наночастиц, нанопроволок и тонкопленочных структур является одним из основных направлений развития нанотехнологий. Электронные, магнитные и оптические свойства этих нанообъектов зависят от их формы, размера, химического состава, типа кристаллической решётки и от присутствия в них различных дефектов. Композитные наночастицы, занимающие значительную долю в производимых наночастицах [1-3], состоят из разных материалов и находят широкое применение в современных оптоэлектронике, фотонике, спинтронике, солнечных батареях, сенсорных устройствах, устройствах накопления и передачи информации, катализе, медицине и т. д. Неоднородные нанопроволоки, которые также имеют превосходные электронные и оптические свойства, используют в различных приборах оптоэлектроники, в наноразмерных полевых транзисторах, в устройствах хранения и передачи информации, в логических устройствах и т. д. [4]. Использование тонких пленок в инженерных системах позволяет придавать им новые свойства и функции. Отметим микроэлектронные устройства, микроэлектромеханические системы и различные покрытия, предназначенные для улучшения механических, трибологических, экологических, оптических, электрических, магнитных или биологической свойств [5]. В процессе выращивания подобных нанообъектов из-за различий в решетках и свойствах составляющих их компонентов в них возникают напряжения несоответствия, приводящие к существенному изменению свойств или даже к разрушению наноструктур. При некоторых условиях эти напряжения могут релаксировать путем развития различных дефектных структур [6]. В частности, одним из механизмов такой релаксации может служить зарождение и рост призматических дислокационных петель (ПДП).



Рис 1. Схематичное изображение наноструктур, где 1 – ядро (подложка), 2 – оболочка (пленка). Показаны сплошные наночастица (*a*) и нанопроволока (*c*) типа «ядро-оболочка», полые наночастица (*b*) и нанопроволока (*d*) типа «ядро-оболочка», двух- (*e*) и трехслойные (*f*) пластины.

В настоящей работе рассматривались следующие наноструктуры: сплошные композитные наночастицы и нанопрволоки типа «ядро-оболочка» (рис. 1a,c), полые наночастицы и нанопроволоки типа «ядро-оболочка» (рис. 1b,d) и плоские двух- и трехслойные нанопластины (рис. 1*e*,*f*). Предполагалось, что все эти наноструктуры упруго изотропны и однородны, причем толщина оболочки (в плоском случае пленки) существенно меньше радиуса ядра (в плоском случае – подложки). В рамках этих допущений сделаны строгие аналитические расчеты изменения полной энергии системы, сопровождающего образование ПДП у свободной поверхности оболочки (пленки) и у ее границы с ядром (с подложкой). Рассмотрены три характерные конфигурации ПДП: петли типа «ПО», вытянутые поперек оболочки, квадратные петли типа «КВ» и петли типа «ВО», вытянутые вдоль оболочки. При этом изучалось зарождение ПДП от границы раздела в оболочку (пленку) (ПДП-1), со свободной поверхности в оболочку (пленку) (ПДП-2) и от границы раздела в ядро (подложку) (ПДП-3). Расчеты показали, что во всех рассмотренных наноструктурах энергетически выгоднее случай, когда ПДП вытянута вдоль границы (ПДП-ВО), причем предпочтительнее ее зарождение со свободной поверхности. При этом зарождение ПДП типа КВ и ПО выгоднее с границы раздела, чем со свободной поверхности. Критическое несоответствие для ПДП, зарождающихся в ядре/подложке (оболочке/пленке), уменьшается (увеличивается) с ростом толщины оболочки (пленки) h и с уменьшением внешнего радиуса наночастицы/нанопроволоки *R* или толщины двухслойной пластины Н.



Рис. 2. Зависимости критической толщины оболочки (пленки) h_c от несоответствия f при $r_0 = h_s = 24$ nm, $H_s = 48$ nm, $r_p = 15$ nm. Здесь r_0 – радиус ядра наночастицы/нанопрволоки, h_s – толщина подложки двухслойной пластины, H_s – толщина подложки трехслойной пластины, r_p – радиус поры в наночастице/нанопроволоке.

Для определения наноструктур, наиболее устойчивых к образованию ПДП, были изучены зависимости критической толщины оболочки (пленки) h_c от несоответствия f (рис. 2) для наиболее выгодной конфигурации этих петель (ПДП-ВО-2). Формирование петли в нанообъекте возможно, если его параметры h_c и f попадают в область под соответствующей этому нанообъекту кривой. Таким образом, наиболее устойчивой структурой к зарождению петель является плоская двухслойная пластина (рис. 2, нижняя кривая), поскольку у нее эта область самая малая, что объясняется релаксацией напряжений несоответствия за счет изгиба пластины.

Чтобы определить предпочтительную форму ПДП и наиболее вероятные места их зарождения в разных наноструктурах, можно использовать табл. 1. Здесь в ячейках проставлены числа, соответствующие относительной «легкости» зарождения соответствующей ПДП. Чем меньше это число, тем легче зарождение ПДП. Как видно, зарождение ПДП в оболочках нанопроволок должно проходить легче, чем в оболочках наночастиц или в двухслойных пластинах. Зарождение ПДП в продольном сечении оболочек нанопроволок легче, чем в их поперечном сечении, а для ядер нанопроволок – наоборот. В целом, легче всего должны зарождаться ПДП-ВО-2 в трехслойной пластине, труднее всего – ПДП-КВ-3 в поперечном сечении сплошных нанопроволок.

Тип нано- структуры	Зарождение петель от границы раздела в оболочку (пленку)			Зарождение петель со свободной поверхно- сти в оболочку (пленку)			Зарождение петель от границы раздела в ядро (подложку)		
	BO-1	КВ-1	ПО- 1	BO-2	КВ-2	ПО- 2	BO-3	КВ-3	ПО-3
СНЧ	13	17	16	6	35	26	28	34	29
ПНЧ	-	-	-	7	-	-	-	-	-
СНП (попер. сеч.)	12	15	10	3	33	23	25	31	27
СНП (прод. сеч.)	9	14	8	2	32	22	38	39	36
ПНП (попер. сеч.)	-	-	-	5	-	-	-	-	-
ПНП (прод. сеч.)	-	-	-	4	-	-	-	-	-
ДСП	18	20	19	11	37	30	21	25	24
ТСП	-	-	-	1	-	-	-	-	-

Таблица 1. Предпочтительность форм и мест зарождения ПДП в различных наноструктурах

Расчеты проводились при R = H = 60 nm, h = 10 nm, $r_p = 15$ nm. Принятые сокращения: СНЧ – сплошные наночастицы, ПНЧ – полые наночастицы, СНП – сплошные нанопроволоки, ПНП – полые нанопроволоки, ДСП – двухслойные пластины, ТСП – трехслойные пластины.

Таким образом, из всех рассмотренных наноструктур трехслойные нанопластины оказались наименее устойчивы к образованию ПДП. Полые наночастицы и нанопроволоки более устойчивы к появлению ПДП, чем сплошные. Самой устойчивой к образованию ПДП наноструктурой является двухслойная нанопластина.

- 1. S. Behrens, Nanoscale 3 (2011) 877.
- 2. C. De Mello Donega, Chem. Soc. Rev. 40 (2011) 1512.
- 3. D. Shi, N. M. Bedford, H. S. Cho, Small 7 (2011) 2549.
- 4. В.Г. Дубровский, Г.Э. Цырлин, В.М. Устинов, ФТП 43 (2009) 1585.
- L.B. Freund, S. Suresh. Thin film materials: stress, defect formation and surface evolution. Cambridge University Press, 2004, 770 p.
- 6. L.I. Trusov, M.Yu. Tanakov, et al., J. Cryst. Growth 114 (1991) 133.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ И МЕХАНИЗМОВ РАЗРУШЕНИЯ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ МАТЕРИАЛОВ

Соковиков М.А., Чудинов В.В., Уваров С.В., Плехов О.А., Наймарк О.Б.

Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Россия, sokovikov@icmm.ru

Длительное время доминирующим объяснением механизма неустойчивости и локализации пластической деформации при высоких скоростях нагружения было представление о термопластической неустойчивости. Экспериментальные исследования микроструктуры полос адиабатического сдвига, проведенные в ряде работ, в частности [1], указывают на то, что одним из механизмов формирования полос пластического сдвига являются множественные многомасштабные неустойчивости в системе микросдвигов (дефектов мезоуровня), имеющих следствием пластические ротации и изменение ориентации зерен в узких полосах сдвига.

Для теоретического анализа использовалась ранее разработанная теория, в которой методами статистической физики и термодинамики необратимых процессов изучается влияние микросдвигов на пластические свойства твердых тел [2].

Для изучения поведения материалов в условиях близких к чистому сдвигу в условиях динамического нагружения использовался разрезной стержень Гопкинсона –Кольского. В процессе динамического деформирования производилось исследование распределения пластических деформаций с помощью использованием высокоскоростной инфракрасной камеры CEDIP Silver 450M на боковой поверхности образца.

Для изучения материала в условиях близких к чистому сдвигу были разработаны образцы специальной формы, рис.1. Образцы изготовлялись из сплава Д16. Выбранная форма образца обусловлена необходимостью иметь плоскую боковую поверхность для исследования распределений пластической деформации методом инфракрасного сканирования. Схема и результаты испытаний на рис.1,2

Изучение поверхности разрушения образцов с помощью просвечивающего электронного микроскопа показало, в областях локализации произошло образование участков полосовой структуры и ячеистой структуры в деформированном слое [3].



Рис.1. Образец специальной формы для испытаний в условиях, близких к чистому сдвигу и схема нагружения образца на стержне Гопкинсона –Кольского, 1 – входной стержень, 2 – рамка, 3 – образец, 4 – выходной стержень, заштрихованные области находятся в состоянии, близком к чистому сдвигу



Рис. 2. Инфракрасное изображение образца в процессе деформирования и распределение температуры по координате перпендикулярно области сдвига.

На установке по исследованию пробивания были нагружены образцы из алюминия марки 6061. При высокоскоростном взаимодействии ударника с мишенью реализуется разрушение в виде формирования и выноса пробки.

В режиме реального времени проводилось изучение процесса формирования и выноса пробки при пробивании с использованием лазерного допплеровского измерителя скорости VISAR и высокоскоростной инфракрасной камеры.

На рис.3. представлено изображение в инфракрасных лучах отверстия после пробивания и летящей пробки. Скорость налетания ударника на преграду 120м/с. Максимальная температура по периметру отверстия 62[°] С.



Рис.3. Инфракрасный образ отверстия после пробивания и летящей пробки и поле температур в этих областях.

После эксперимента сохраненные образцы подвергались микроструктурному анализу с помощью оптического микроскопа-интерферометра NewView-5000 и сканирующего электронного микроскопа.

Обнаружено, что имеет место локализация пластической деформации в узкой области по образующей пробки. Изучение поверхности разрушения с помощью сканирующего электронного микроскопа показало, что в областях локализации деформации субзерна вытягиваются в полосы и фрагментируются, образуя ультрамикрокристаллическую структуру с размером зерен~300нм. За счет ротационных мод деформации возникают высокоугловые разориентировки зерен [4].

В данном исследовании проведено численное моделирование механизмов неустойчивости пластического сдвига и локализации пластической деформации (в квази-

одномерной постановке) с учетом особенностей кинетики накопления микросдвигов в материале.

Было рассмотрено деформирование плоского слоя в условиях чистого сдвига. Одна сторона слоя жестко закреплена. На другой стороне слоя задается постоянная скорость.

В процессе высокоскоростного деформирования в материале происходит структурно-кинетический переход по параметру плотности микросдвигов в локальной области, характеризующийся быстрым ростом параметра плотности микросдвигов, рис.4a, что приводит к резкому скачкообразному изменению эффективных характеристик среды, в частности, к резкому падению эффективной вязкости, и, как следствие, к резкому росту скоростей пластических деформаций и релаксации напряжений и падению сопротивления сдвига в этой области, рис.46.



Рис. 4. Распределение параметра плотности микросдвигов (*a*), скорости пластической деформации (б)

Данные теоретических и экспериментальных исследований позволяют предположить, что один из механизмов неустойчивости пластического сдвига и локализации пластической деформации при высокоскоростном пробивании обусловлен структурно-кинетическими переходами в ансамблях микросдвигов.

Работа выполнена при частичной поддержки Программы РАН №12-01-012-ЯЦ, грантов РФФИ 13-08-96025 р урал а, 14-01-00842 а.

- 1. Meyer L.W., Staskewitsch E., Burblies A. Adiabatic shear failure under biaxial dynamic compression/ shear loading// Mechanics of Materials.- 1994.- 17.-P.175-193.
- Наймарк О.Б. Коллективные свойства ансамблей дефектов и некоторые нелинейные проблемы пластичности и разрушения // Физическая мезомеханика, 2004, Т.6, с О.Б..45-72.
- Соковиков М.А., Чудинов В.В., Уваров С.В., Плехов О.А, Ляпунова Е.А., Петрова А.Н., Баяндин Ю.В., Наймарк О,Б., Бродова И.Г.. Неустойчивость пластического сдвига и локализация пластической деформации при динамическом нагружении, как результат структурно – кинетических переходов в системе мезодефектов.// Вестник ПНИ-ПУ.Механика.-№2-2013г, С.154-175.
- Ляпунова Е.А., Петрова А.Н., Бродова И.Г., Наймарк О.Б., Соковиков М.А., Чудинов В.В., Уваров С.В. «Исследование морфологии многомасштабных дефектных структур и локализации пластической деформации при пробивании мишеней из сплава A6061». // Письма в ЖТФ, 2012, том 38, вып. 1, сс.13-20.

О СМЕШАННОМ ДЕФОРМИРОВАНИИ ПЛАСТИНЫ С ТРЕЩИНОЙ С УЧЕТОМ ПРОЦЕССОВ НАКОПЛЕНИЯ ПОВРЕЖДЕНИЙ

Степанова Л. В., Адылина Е. М.

Самарский государственный университет, Самара, Россия, stepanovalv@samsu.ru, adulinaem@samsu.ru

Смешанное нагружение элементов конструкций с дефектами является объектом пристального внимания научного сообщества в последнее время и активно исследуется многими российскими и зарубежными механиками [1-3]. Первое обращение к исследованию смешанных форм деформирования, по всей видимости, было сделано в работах Си, который впервые ввел параметр смешанности нагружения: $M^{p} = (2/\pi) \operatorname{arctg} \lim_{r \to 0} (\sigma_{\theta\theta}(r, \theta = 0) / \sigma_{r\theta}(r, \theta = 0))$. Параметр смешанности нагружения принимает нулевое значение для чистого поперечного сдвига и значение, равное единице для нормального отрыва; 0 < M^p < 1 для всех промежуточных типов приложенной нагрузки. Определение напряженно - деформированного состояния у вершины трещины в двумерной постановке задачи приводит к системе уравнений равновесия $\sigma_{rr,r} + \sigma_{r\theta,\theta}/r + (\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta})/r = 0$, $\sigma_{\theta\theta,\theta}/r + \sigma_{r\theta,r} + 2\sigma_{r\theta}/r = 0$. Условие совместности формулируется как $2(r\varepsilon_{r\theta,\theta})_r = \varepsilon_{rr,\theta\theta} - r\varepsilon_{rr,r} + r(r\varepsilon_{\theta\theta})_{rr}$. Определяющие уравнения, задающие степенную связь между деформациями и напряжениями, для плоского деформированного состояния принимают форму $\varepsilon_{rr} = 3B\sigma_e^{n-1}(\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta})/4$, $\varepsilon_{r\theta} = 3B\sigma_e^{n-1}\sigma_{r\theta}/2$. Асимптотическое решение задачи разыскивалось с помощью функции напряжений Эри, асимптотическое разложение которой в окрестности вершины трещины имеет вид $\chi(r,\theta) = r^{\lambda+1} f(\theta)$. Условие совместности деформация позволяет получить нелинейное обыкновенное дифференциальное уравнение относительно функции (НОДУ) $f(\theta)$

$$\begin{split} & f_{e}^{2}(f)^{\prime\prime} \left\{ (n-1) \left[\left(1-\lambda^{2} \right) f + \left(f \right)^{\prime\prime} \right]^{2} + f_{e}^{2} \right\} - C_{2} f_{e}^{4} \left[\left(1-\lambda^{2} \right) f + \left(f \right)^{\prime\prime} \right] + (n-1)(n-3) \times \\ & \times \left\{ \left[\left(1-\lambda^{2} \right) f + \left(f \right)^{\prime\prime} \right] \left[\left(1-\lambda^{2} \right) \left(f \right)^{\prime} + \left(f \right)^{\prime\prime\prime} \right] + 4\lambda^{2} (f)^{\prime\prime} (f)^{\prime\prime} \right\}^{2} \left[\left(1-\lambda^{2} \right) f + \left(f \right)^{\prime\prime} \right] + \\ & + (n-1) f_{e}^{2} \left\{ \left[\left(1-\lambda^{2} \right) \left(f \right)^{\prime} + \left(f \right)^{\prime\prime\prime} \right]^{2} + \left[\left(1-\lambda^{2} \right) f + \left(f \right)^{\prime\prime} \right] \left[(1-\lambda^{2}) \left(f \right)^{\prime\prime} + 4\lambda^{2} \left(f^{\prime\prime^{2}} + f^{\prime} f^{\prime\prime\prime} \right) \right] \right\} \left[\left(1-\lambda^{2} \right) f + \left(f \right)^{\prime\prime} \right] + \\ & + 2(n-1) f_{e}^{2} \left\{ \left[\left(1-\lambda^{2} \right) f + \left(f \right)^{\prime\prime} \right] \left[\left(1-\lambda^{2} \right) \left(f \right)^{\prime} + \left(f \right)^{\prime\prime\prime} \right] + 4\lambda^{2} (f)^{\prime} (f)^{\prime\prime} \right] \right\} \left[\left(1-\lambda^{2} \right) \left(f \right)^{\prime} + \left(f \right)^{\prime\prime\prime} \right] + \\ & + C_{1} (n-1) f_{e}^{2} \left\{ \left[\left(1-\lambda^{2} \right) f + \left(f \right)^{\prime\prime} \right] \left[\left(1-\lambda^{2} \right) \left(f \right)^{\prime} + \left(f \right)^{\prime\prime\prime} \right] + 4\lambda^{2} (f)^{\prime} (f)^{\prime\prime} \right) \left(f \right)^{\prime} + C_{1} f_{e}^{4} (f)^{\prime\prime} + f_{e}^{4} \left(1-\lambda^{2} \right) \left(f \right)^{\prime\prime} = 0 \end{aligned}$$
(1)

где приняты обозначения $C_1 = 4\lambda [(\lambda - 1)n + 1]$, $C_2 = (\lambda - 1)n [(\lambda - 1)n + 2]$. Решение НОДУ (1) должно удовлетворять условиям отсутствия поверхностных усилий на верхнем и нижнем берегах трещины. При изучении трещин типа I и типа II прибегают к условиям симметрии или антисимметрии и НОДУ (1) интегрируется на отрезке $[0,\pi]$ с начальными условиями 1) для нормального отрыва f(0) = 1, f'(0) = 0 $f''(0) = A_2$, f'''(0) = 0 и 2) для поперечного сдвига f(0) = 0, f'(0) = 1, f''(0) = 0, $f''''(0) = A_3$. Для смешанного деформирования соображения симметрии и антисимметрии использованы быть не могут и необходимо искать решение уравнения (1) на отрезке $[-\pi, \pi]$. Для построения численного решения уравнения (1) при смешанном деформирования в работе предложен метод, позволяющий отыскать весь спектр собственных значения. С целью определения всего спектра собственных значений λ можно проанализировать поведение радиальной компоненты тензора напряжений и увидеть, что радиальная компонента тензора напряжений является непрерывной функцией полярного угла для всех значений параметра смешанности нагружения и показателя упрочнения материала, тогда как при построении решения непрерывность этой компоненты не требовалась. В связи с чем, при отыскании собственных значений следует потребовать непрерывность радиальной компоненты тензора напряжений. Результаты вычислений для n = 3 приведены в таблице 1.

Byrometo sadate Att, dha $n = 5$									
M^{p}	х	$f''(0) = A_2$	$f'''(0) = A_3$	$f^{\prime\prime}(-\pi) = B_2$	$f^{\prime\prime\prime}(-\pi) = B_3$				
0.05	-0.262025	1.71502	9.24163	14.3370	-10.9592				
0.1	-0.250783	1.20865	3.92291	7.77199	-5.88072				
0.2	-0.235040	0.68921	1.49062	4.42513	-3.30003				
0.3	-0.227669	0.42780	0.69428	3.29154	-2.43772				
0.4	-0.226759	0.28313	0.27006	2.72002	-2.01281				
0.5	-0.230512	0.22152	-0.02693	2.63550	-1.75496				
0.6	-0.240645	0.24229	-0.29534	2.14248	-1.60567				
0.7	-0.248870	0.23732	-0.49958	1.93325	-1.45942				

Таблица 1. Собственные значения, отличные от собственного значения, соответствующего задаче XPP, для n = 3

На рис. 1 показаны угловые распределения компонент тензора напряжений для новой асимптотики, определяемой найденными собственными значениями, отличными от собственных значений, отвечающих классической задаче XPP.

-0.67651

-0.84062

1.73671

1.54706

-1.31938

-1.17929

0.8

0.9

-0.256052

-0.260520

0.23179

0.22916



Рис. 1. Угловые распределения компонент тензора напряжений

В работе предложен метод численного отыскания собственных значений класса нелинейных задач на собственные значения, следующих из проблем определения напряженно-деформированного состояния у вершины трещины в материалах со степенными определяющими уравнениями в условиях смешанного деформирования. С помощью предложенного подхода для целого ряда значений параметра смешанности нагружения найдены новые собственные значения, отличные от известного собственного значения, соответствующего классическому решению нелинейной механики разрушения. Новая асимптотика поля напряжений может быть использована для исследования напряженно-деформированного состояния в окрестности вершины трещины с учетом процессов накопления повреждений. Показано, что новая асимптопредставляет собой автомодельное тика поля напряжений промежуточноасимптотическое решение задачи о трещине в среде с поврежденностью в условиях смешанного нагружения. С использованием новой асимптотики поля напряжений построены области диспергированного материала у вершины трещины, где учитывается процесс накопления рассеянных повреждений, где цифрой k показана граница области диспергированного материала, определяемая k+1-членным разложением параметра сплошности (рис. 3).



Рис. 3. Границы области диспергированного материала в окрестности вершины трещины для различных значений параметра смешанности нагружения

Авторы выражают благодарность Российскому фонду фундаментальных исследований (проект № 12-08-00390).

- 1. Степанова Л.В. Математические методы механики разрушения. М.: Физматлит, 2009. 336 с.
- 2. Степанова Л.В., Адылина Е.М. Автомодельное решение задачи о смешанном деформировании пластины с трещиной в среде с поврежденностью// Вестник Самарского государственного университета. 2013. № 9/1(110). С. 76-93.
- Шлянников В.Н., Туманов А.В. Упругие параметры смешанных форм деформирования полуэллиптической трещины при двухосном нагружении// Известия Саратовского университета. Сер. Математика. Механика. Информатика. 2010. Т. 10. Вып. 2. С. 73-80.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЗУЧЕСТИ IN SITU В ПРОЦЕССЕ ИСПЫТАНИЙ

Терауд В. В.

НИИ механики МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия, ldrnww@gmail.com

При высокотемпературных испытаниях возникает множество проблем, вызванных невозможностью проведения прямых измерений параметров в эксперименте, при этом значительно снижается возможность использования датчиков, большинство из которых не рассчитано на высокую рабочую температуру. В подобных экспериментах производятся измерения очень малого количества параметров, что не лучшим образом сказывается на сравнительном анализе с проверяемой теорией.

Целью проведения любого эксперимента является проверка теоретической модели поведения реального процесса. Широкое распространение в таких случаях приобрели бесконтактные системы измерения на основе пирометра и катетометра. Из контактных измерений наиболее эффективны выносные керамические тензометры, обеспечивающие высокую точность измерений [1]. Однако на основе этих датчиков в процессе эксперимента возможно измерять изменение расстояния только между двумя заранее выбранными точками. Метод SPATE [2] был разработан для бесконтактного измерения напряжений. Этот метод основан на измерении малых изменений температуры инфракрасного излучения, которыми сопровождаются изменения напряжений. Измерение большого количества параметров, в отличии от стандартного измерения удлинения образца в процессе высокотемпературного эксперимента, представляет очень большую сложность.

Автором была разработана методика, позволяющая измерять компоненты тензора деформаций на поверхности деформируемых образцов до сотен миллиметров. В основу измерений был положен бесконтактный принцип измерений [3] геометрических параметров. Геометрия образца восстанавливалась по реперным точкам, нанесенным на образец до эксперимента. Разработанная система состоит из четырех основных частей (рис. 1):

- специально подготовленного образца,
- фотоаппарата,
- компьютерного комплекса,
- специальной печи,
- системы освещения образца.



Рис. 1. Схема устройства измерения. 1 – печь, 2 – исследуемый объект, 3 – лампы освещения, 4 – оптические стекла, 5 – фоторегистратор, 6 – управляющее устройство, 7 – вычислительный компьютер



Рис. 2. Применяемые образцы: *а* – цилиндрические для осаживания, *б* и *в* плоские и цилиндрические для растяжения.

Перед экспериментом на место образца помещалась клетчатая таблица, устанавливался штатив с фотоаппаратом, настраивались параметры съемки. Производилось фотографирование нескольких кадров таблицы, по которым в дальнейшем производилась калибровка вычислителя. Положение штатива и значения параметров съемки фиксировалось и оставалось неизменным во время всего эксперимента.

Для четкого фотографирования освещение образца нагретыми ТЭНами было недостаточно, поэтому было необходимо дополнительное освещение образца. Было разработано внутреннее высокотемпературное освещение.



Рис. 3. Фотографии роста локализации деформаций. (Значения времени указано в процентах по отношение к времени разрушения)



Рис. 4. Компьютерный образ осаживаемого цилиндра

Перед началом эксперимента фотоаппарат и система измерения на прессе синхронизировались. Подготовленный образец помещался в печь, нагревался до заданной температуры и выдерживался при этой температуре около 1 час.

Для перевода сфотографированных изображений образца в числовую геометрию и для последующих вычислений различных параметров был написан пакет программ. Пакет программ состоит из двух основных частей – вычислителя и постобработчика. В процессе обработки создается компьютерный образ деформируемого образца (пример такого образа показан на рис. 4). Испытания проводились В НИИ механики МГУ на образцах из алюминиевого сплава при 400*С.

На рис. 3 изображены последовательные фотографии области локализации образца №1 при t = 0%, t = 98%, t = 99.3%, t = 99.8%, t = 99.9%. Цифрами показано время до разрушения t^* в процентах. По фотографиям видно, что при t = 98% в месте будущего разрыва наблюдается незначительное сужение, но накопленная внутренняя повреж-

денность через 2% времени (350 сек) приводит к разрушению образца. При этом сужение Ω^* образца в месте разрыва перед разрушением составило 61%.

На рис. 5 показаны кривые $\sigma(x)$, соответствующие значению действующего напряжения в образце в процессе его деформирования, вдоль продольной координаты *x* образца. В данном эксперименте разрушение наступило при $t^* = 1742$ сек. Данный график показывает процесс изменения напряжения в образце и развитие напряжения в зоне локализации. Три кривые для t = 0%, t = 63% и t = 88% (относительно времени до разрушения) характеризуют деформации образца с приближенно равномерным сужением и удлинением рабочей части. При t = 93% появляется небольшое повышение напряжения в левой части (т.е. в нижней части образца). При t > 93% наблюдаются дальнейшее развитие превышения напряжения в этой области и стремительный рост напряжения с последующим разрушением образца.

Погрешность получаемых линейных размеров оценивалась по сопоставлению длин образца, измеренных оптическим методом и прямым измерением между тягами машины в процессе эксперимента. На рис. 6 приведены три пары зависимостей уд-

линения образцов при этом кривые 1, 3, 5 соответствуют удлинению образца ΔL_1 , полученному оптическим методом, кривые 2, 4, 6 соответствуют удлинению образца ΔL_2 , полученному прямыми измерениями. Анализ данных, изображенных на рис. 6, показывает, что расхождение длин образца, измеренных оптическим методом и прямым измерением, не превышает $(\Delta L_1 - \Delta L_2)/L_0 = 3\%$.



Рис. 5. Распределение напряжений в образце по рабочей длине в разные моменты времени.



Рис. 6. Сопоставление удлинений образцов, полученное разработанным методом (1, 3, 5) и прямым измерением (2, 4, 6).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ №14-08-00570).

- Белл Ф. Жд. Экспериментальные основы механики деформируемых твердых тел. / Ф. Жд. Белл. Часть І. М. Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1984. 600 с.
- Экспериментальная механика. Кн. 2. Пер. с англ. Под ред. А. Кобфяси. М., Мир, 1990. – 552 с.
- 3. Локощенко А.М., Терауд В.В. Метод регистрации и измерения деформаций при температуре на основе фотоаппарата // Вестник двигателестроения. 2012. №2. С. 61 64.

ЭФФЕКТ ПАМЯТИ ФОРМЫ И ДЕФОРМАЦИОННОЕ ПОВЕДЕНИЕ КОЛЬЦЕВЫХ СИЛОВЫХ ПУЧКОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Тихомиров А.А., Артемьев И.В., Вьюненко Ю.Н.

OOO «Оптимикст Лтд» СПбГУ vjunenko@smel.math.spbu.ru

Наблюдение за работой установки ШеР [1] в технологических процессах позволило обнаружить немонотонность деформационных явлений в кольцевых силовых пучковых элементах (КСПЭ) [2]. Так как эта особенность поведения «металлических мышц» может оказывать заметное влияние на работу конструкций, действующих на эффекте памяти формы, для изучения закономерностей формоизменения КСПЭ на динамометре ЛИНД [3] была смоделирована ситуация, эквивалентная производственному процессу. Принципиальная схема испытательного устройства приведена на рис.1.



Рис. 1. Принципиальная схема эксперимента

Два силовых элемента 1 установлены в параллельных плоскостях на одинаковом расстоянии от контртела 2, в качестве которого используется спиральная пружина. Изготовлены КСПЭ из проволоки сплава TiNi диаметром 2,5 мм. Каждый силовой элемент состоит из четырех витков с внутренним диаметром ~63 мм. Сплав TiNi в исходном состоянии (до волочения) претерпевал обратное мартенситное превращение в интервале температур от 60 до 80 °C. Силовые элементы, продеформированные в низкотемпературном состоянии, нагружаются контртелом. Степень силового воздействия на КСПЭ регулируется расстоянием между опорными плоскостями 3 (рис.1). Нагрев ЛИНДа проводили в термостате. Во время эксперимента следили за изменением температуры печи и расстоянием между точками закрепления силовых элементов (параметр d на рис.1). Зафиксированная нижняя опорная плоскость контртела позволила контролировать его силовое взаимодействие с парой КСПЭ.

На рис.2 приведены графики зависимостей от времени температуры T(1), силы взаимодействия контртела с кольцевыми силовыми пучковыми элементами P(2) и смещения подвижной опорной плоскости $\Delta(3)$. Величина Δ определяется разностью d(0) - d(t), где d(t) – тот же параметр в текущий момент времени t.

При начальном значении силового взаимодействия P = 11 кГ отмечено монотонное смещение подвижной опорной плоскости, обусловленное развитием эффекта памяти формы (рис. 2*a*). Сближение опорных плоскостей начинается на 40-й минуте при нагреве печи до 86 °C. При этом происходит почти четырехкратный рост силового взаимодействия КСПЭ с контртелом.

Во втором опыте начальная сила противодействия была повышена до 21 кГ. В результате этого при нагреве термостата на 20-й минуте было замечено возрастание параметра d (рис.2, δ). Первоначально это изменение было выражено слабо, но после достижения температуры печи 84 °C формоизменение стало усиливаться. К 88 °C величина d возросла на 0,5 мм, после чего пошел процесс восстановления формы.

В случае, когда противодействующая сила изначально равнялась 35 кГ (рис.2*в*), «противоход» (движение в направлении, противоположном действию эффекта памяти формы) начинается приблизительно в условиях, близких ситуации предыдущего эксперимента. Однако весь процесс роста *d* можно разделить на три этапа. Первый наблюдается в интервале между 22-й и 29-й минутами. В этом временном интервале подрастание *d* выражено слабо. С 30-й минуты нагрева термостата, когда температура достигла примерно 78 °C, и до 39-й минуты (температура ~ 85°C) смещение достигает 0,5 мм. А затем в течение еще 5 минут нагрева (температура достигла 89 °C) изменение *d* увеличивается до 0,8 мм. Затем началось действие эффекта памяти формы.



Рис.2. Временная зависимость температуры T(1), силы противодействия эффекту памяти формы P(2) и смещения (3)

При нагрузке на КСПЭ в 72 кГ деформационные процессы «противохода» начинаются, как и в предыдущих случаях, приблизительно на 20-й минуте. Однако, по сравнению с тремя первыми опытами, они идут интенсивнее. Отмеченная первая стадия в данном случае не замечена. В два этапа смещение Δ достигает 1,1 мм. Выше температуры 91 °C развиваются процессы формовосстановления. Но, в отличие от предыдущих опытов, начало эффекта памяти формы развивается медленно. Воз-

можно, это является следствием протекания разнонаправленных деформационных процессов из-за изменения поля напряжения вдоль контура витка. В результате начального низкотемпературного деформирования кольцевых силовых пучковых элементов из-за увеличения кривизны проволоки вблизи точек закрепления на внешней стороне витка материал находится в растянутом состоянии, а на внутреннем – в сжатом. В то же время вблизи равноудаленного положения от точек закрепления характер распределения напряжений по сечению проволоки будет иметь противоположный вид.

Отметим, что с ростом начального значения P максимальное изменение d смещается в сторону повышенных температур. Если при P = 21 кГ максимум «противохода» отмечен при 88 °C, а при P = 35 кГ экстремум соответствует 89 °C, то при силе противодействия развитию деформации эффекта памяти формы, равной 72 кГ, наибольшая величина Δ отмечена при 91 °C.

Полученные результаты показывают, что величина «противохода» растет с повышением величины усилия P. На рис. 3 показано, что соотношение P и Δ на данном этапе исследований можно считать линейным.



Рис.3. Зависимость «противохода» от начальной силы взаимодействия контртела с КСПЭ

Полагаем, что сложность деформационных процессов, отмеченных в серии опытов, обусловлена, помимо отмеченной выше непростой эволюции поля напряжений в сечении каждого витка проволоки КСПЭ вдоль его контура, и сложной температурной зависимостью механических свойств TiNi вблизи температур превращения.

- 1. Вьюненко Ю.Н. Применение ЭПФ в производстве слоистых материалов // в сб. «Перспективные материалы и технологии», Витебск, Беларусь, 2011. – С. 182-184
- 2. Вьюненко Ю.Н. Математическое моделирование деформационных процессов и опыт технологического применения ЭПФ ФПСМ, 2010, № 3. С.28-31
- Ю.Н.Вьюненко. Исследование механических характеристик силовых элементов из материалов с ЭПФ// Вестник ТГУ, 2013. - Т.18, вып. 4. – С. 2023-2024

ТРАКТОВАНИЕ И МОДИФИКАЦИИ ТЕОРИИ НЕЛИНЕЙНОЙ ПОЛЗУЧЕСТИ РАБОТНОВА С ПОЗИЦИЙ ЭНДОХРОННОЙ КОНЦЕПЦИИ

Федоровский Г.Д.

Санкт-Петербургский госуниверситет, Санкт-Петербург, Россия g.fedorovsky@spbu.ru

Для описания деформирования нелинейных реологически сложных сред существуют различные подходы. К основным, наиболее фундаментальным теориям нелинейной ползучести наследственного (интегрального) типа, следует отнести пять: кратно-интегральную концепцию Волтерра–Фреше; моноинтегральный, с нелинейным ядром, подход Больцмана–Персо; теорию Работнова [1], базирующуюся на связи функции деформации с напряжением линейным интегральным соотношением; концепцию Москвитина, являющуюся развитием теории Работнова, основанную на аналогичной связи функции деформации и функции напряжения; и эндохронный способ, в моноинтегральном представлении, с использованием различной дополнительной интегральной структуры «обобщенного», собственного, внутреннего времени [2 и др.]. Одной из важных проблем механики деформируемых сред является вопрос о выборе теории вязкоупругости и вопрос корректного сопоставления разных теорий по единой методике, для выявления пригодности применения. Такую возможность предоставляет эндохронный подход, позволяющий унифицировать механические свойства разных сред при различных физико-химико-механических воздействиях: температуры, радиации, старения, механической нелинейности и т.п., что делает также возможным получениевариантов модификации по этой концепции перечисленных основных и других теорий, оценить эффективность теории путем сопоставления основных параметров подхода (податливости и масштабов времени), поскольку эндохронная теория фактически является обобщением других теорий.

1. Уравнение нелинейной ползучести Работнова [1] имеет вид линейного наследственного интегрального соотношения Больцмана–Вольтерра

$$\varphi[\varepsilon(t)] = \overline{f} \sigma = \int_{0^{-}}^{t} f(t-\tau)\sigma(\tau)d\tau, \qquad (1)$$

связывающего во времени *t* нелинейную функцию φ деформации ε (обычно степенного вида) с напряжением σ . Здесь f(t), \overline{f} – ядро и оператор ползучести Работнова. (1) описывает нелинейную упругость и ползучесть ряда сред (полимеров и композитов на их основе, графита и металлов в условиях повышенной температуры [1], проявляемые даже при малых нагрузках. Изохронные кривые $\sigma(\varepsilon)$ этих сред подобны. Замечательным свойством теории является взаимнаялинейная связь $\varphi(\varepsilon)$ и σ . Поскольку уравнение ползучести Работнова получено автором из кратно-интегрального представления Вольтера–Фреше, то оно, по-видимому, как это отмечено в [3], обладает свойством несколько ускоренного отклика на нагрузки и разгрузки, свойственного кратно-интегральной теории, в отличие от концепции Больцмана-Персо с «нормальным» откликом.

2. Для выделения областей линейной и нелинейнойупругости и ползучести, а также существенного расширения возможностей описания различных эффектов последействия (ускоренного или замедленного упрочнения и разупрочнения), уравнение (1) было модифицировано [4] на базе обобщенного времени [2], с введением
разного иерархического вида наборов «горизонтальных» масштабов времени. Для этого функция φ представлена в виде

$$\varphi(\varepsilon) = \phi_0(\varepsilon) \cdot \left[H(t) - H(t - t_{0^+}] + \phi_l(\varepsilon) \cdot \left[H(t - t_{0^+}] \cdot \left[H(\varepsilon) - H(t - \varepsilon_l] + \phi_n(\varepsilon) \cdot \left[H(t - t_{0^+}) \right] \cdot \left[H(t - \varepsilon_l] + \phi_n(\varepsilon) \cdot \left[H(t - \varepsilon_l) + \phi$$

а соотношение (1) в форме:

$$\varphi[\varepsilon(t)] = \overline{P}\sigma = \int_{0^{-}}^{t} P(t-\tau)\dot{\sigma}(\tau)d\tau, \iff \varepsilon(t) = \varphi^{-1} \left[\int_{0^{-}}^{t} P(t-\tau)\dot{\sigma}(\tau)d\tau\right] = \varphi^{-1}(v), \quad (3)$$

где φ_0 – функция линейной (равная единице) или нелинейной (например, степенного вида) упругости; $\varphi_i = 1$ – функция, характеризующая линейную ползучесть; φ_n – функция нелинейной ползучести (в частности степенного вида); H – единичная функция Хевисайда; \overline{P} – оператор ползучести; $P(t) = \int_{0}^{t} f(\lambda) d\lambda$ – функция ползучести, а φ^{-1} – «обратная» функция. Правое соотношение (3) было сопоставлено с уравнением нелинейной эндохронной теории ползучести [2]:

$$\varepsilon(t) = \overline{D}^{\xi} \sigma = \int_{0^{-}}^{t} D(\xi^{\sigma} - \zeta) \dot{\sigma}(\tau) d\tau.$$
(4)

$$\xi^{\sigma} - \zeta = \int_{\tau^{+}}^{t^{-}} G^{\sigma} \big[(t - \rho, \sigma(\rho)) \big] d\rho = \int_{\tau^{+}}^{t^{-}} \left\{ g^{\sigma} \big[(t - \rho, \sigma(\rho)) \big] - \frac{\partial g^{\sigma} \big[(t - \rho, \sigma(\rho)) \big]}{\partial \rho} \rho \right\} d\rho \,.$$
(5)

Здесь \overline{D}^{ξ} – оператор ползучести, D – его функция; ξ^{σ} – обобщенное время, а G^{σ} , g^{σ} – его масштабы (меры). $g^{\sigma}(t,\sigma) = 1$ при t = 0 или $\sigma \leq \sigma_{l}$ (σ_{l} – граница линейной ползучести, устанавливаемая по изохронным кривым деформирования). В случае $\sigma = const \xi^{\sigma} - \zeta = g^{\sigma}(t-\tau,\sigma)(t-\tau)$, т.к. выражение под знаком интеграла становиться полным дифференциалом. Вариант уравнений (3)– (5) соответствует нелинейному уравнению Больцмана–Вольтера–Персо (с «нормальным» откликом). Для описания ускоренного или замедленного отклика вместо масштаба-функционал \overline{G}^{σ} , представляющий собой произведение масштаба $G^{\sigma}(t,\sigma)$ и масштаба-функционала \overline{g}^{σ} ($\dot{\sigma}$), корректирующего G^{σ} при немонотонном нагруже-

нии:

$$\overline{G}^{\sigma}(t,\sigma,\dot{\sigma}) = G^{\sigma}(t,\sigma) \cdot \overline{g}^{\sigma}_{\sim}(\dot{\sigma}), \quad \overline{g}^{\sigma}_{\sim}(\dot{\sigma}) = 1 + \int_{0}^{\rho} q^{\sigma}(\lambda)\dot{\sigma}(\lambda)d\lambda; \quad q^{\sigma}(0) = 0.$$
(6)

На участках, где $\dot{\sigma} = 0 \ \overline{G}^{\sigma} = g^{\sigma}$. Функция $q^{\sigma}(t)$ может зависеть от знака $\dot{\sigma}$, т.е. иметь вид $q^{\sigma} = q^{\sigma}[t, \operatorname{sign}(\dot{\sigma})]$. Для описания ускоренного отклика величина масштабафункционала $\overline{g}^{\sigma}(\dot{\sigma})$ должна быть больше единица, а для замедленного – меньше едини- \sim цы. В [2] рассмотрен вариант сред, с нелинейной функцией q^{σ} , зависящей не только от времени и скорости, но и от величины напряжения. Нахождение определяющих параметров уравнения (3) (функций $D(t), g^{\sigma}(t, \sigma)$ и $q^{\sigma}[t, \operatorname{sign}(\dot{\sigma})]$, как и, вычисляемых по ним, остальных функций и функционалов) по параметрам соотношения (1) ($\phi(v)$ и f(t)) можно выполнить, сопоставляя второе уравнение (3) и (4)– (6) для режимов постоянного и ступенчатого нагружения [2, 4], при которых соотношения (3)–(6) вырождаются и приобретают более простой и удобный вид для нахождения определяющих параметров. В работах показано, что при аналитическом задании функций степенного вида, в отличие от технических теорий нелинейной ползучести [5], для которых основной масштаб $g^{\sigma} = g^{\sigma}(\sigma)$ является «простым» (функцией одной переменной σ), – масштаб эндохронной модификации теории Работнова является «сложным», зависящим от двух переменных: $g^{\sigma} = g^{\sigma}(t, \sigma)$. Например, при $\phi^{-1}(v) = av^{n}$, $P(t) = \frac{1}{E} + bt^{m}$, $t \ge t_{0^{+}}(a, b, n, m - \text{постоянные}$, а E – условный модуль линейной упругости) масштаб имеет вид функции с неразделяющимися переменными t и σ :

 $g^{\sigma}(t,\sigma) = b^{-\frac{1}{m}}t^{-1}\left[a\left(\frac{1}{E}+bt^{m}\right)^{n}\sigma^{n-1}-\frac{1}{E}\right]^{\frac{1}{m}}.$

3. В работах [6 и др.], помимо использования «горизонтальных»масштабов времени, в уравнениях ползучести и релаксации рассмотрено применение «вертикальных» масштабов, дополнительно корректирующих соотношения и позволяющих расширить возможности описания нелинейных процессов, учесть нелинейную упругости и изменение структуры среды («старение» и т.д.); и, кроме того, упростить вид определяющих функций. Левая часть соотношения нелинейной ползучести Работнова (1) может быть представлена в форме $\varphi(\varepsilon) = \frac{\varphi(\varepsilon)}{\varepsilon} \cdot \varepsilon = g_v^{\varepsilon}(\varepsilon) \cdot \varepsilon$, где величина $g_v^{\varepsilon}(\varepsilon) = \frac{\varphi(\varepsilon)}{\varepsilon}$ является вертикальным масштабом преобразования деформации ε . Следовательно, в этой трактовке, уравнение нелинейной ползучести Работнова(1) представимо в виде: $g_v^{\varepsilon}(\varepsilon) \cdot \varepsilon = \overline{f} \sigma$. Несложно видоизменить теорию Работнова и получить зависимость $\varepsilon = \overline{f} [g_v^{\sigma}(\sigma) \cdot \sigma]$, установив ее параметры из изохронных кривых $\sigma(\varepsilon)$ среды. Можно рассмотреть различные эндохронные модификации исходного и «обратного» уравнений Работнова с введением «горизонтальных» и «вертикальных» масштабов.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ: 13-01-00598 и 14-01-00823.

Список литературы

- 1. Работнов Ю.Н. Элементы наследственной механики твердых тел. М.: Наука, 1977. 384 с.
- Г.Д. Федоровский. Определяющие уравнения реологически сложных полимерных сред. // Вестн. Ленингр ун-та. Математика, механика, астрономия. – 1990. - № 15, вып. 3. – С. 87-91.
- 3. Уорд И. Механические свойства твердых полимеров. М.: Химия, 1975. 350 с
- Fedorovsky G.D. About the endochronic presentation of the theory of nonlinear creep of Rabotnov.- J. "Reviews on Advanced Materials Science" 2009. V. 20, № 2. – P. 148-151.
- 5. Г.Д. Федоровский. Об эндохронном представлении технических теорий нелинейной ползучести. // Морские интеллектуальные технологии. 2008, № 2. С. 38-40.
- 6. Shapery R.A. On the characterisation of nonlinear viscoelastic materials//Polym. Eng. Sci. 1969. V. 9, № 4. 3. 3. 295-310.

О МЕХАНИЗМЕ ДВУСТОРОННЕГО ЭФФЕКТА ПАМЯТИ ФОРМЫ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ СПЛАВЕ Ni_{49,8} Ti_{50,2}

Шарипов И.З.

Уфимский государственный технический университет, Институт проблем сверхпластичности металлов РАН г. Уфа, Россия, ilgizsh@mail.ru

Материалы с эффектом памяти формы (ЭПФ) уже давно используются для изготовления различных исполнительных и функциональных устройств в космической, нефтегазовой технике, в медицине и др. областях [1]. Однако практическое применение находит односторонний ЭПФ. Двусторонний же или обратимый ЭПФ почти не используется. Причиной такого состояния является то, что двусторонний эффект по величине (~1%) на порядок меньше одностороннего [2], а также то, что он нестабилен при термическом циклировании, т.е. при многократном прохождении фазового перехода величина ЭПФ изменяется.

В этой связи интересен эффект «тренировки» в сплаве Ni_{49,8} Ti_{50,2} при термоциклировании [3], когда с увеличением количества циклов растет величина дилатационных скачков. На рис. 1 приведены дилатационные циклы – первый и сороковой. Здесь величина скачка при циклировании увеличилась в 6 раз.



Рис. 1. Первый и сороковой дилатационные циклы прокатанного сплава Ni_{49,8} Ti_{50,2} [3]

Как сообщается в [4] в исследуемом поликристаллическом образце сплава Ni_{49.8} Ti_{50.2} дилатация анизотропна и тесно связана с текстурой материала. При отсутствии текстуры дилатационный скачок при фазовом переходе аустенит-мартенсит в поликристалле практически отсутствует.

Формирование текстуры образцов в [5] производилось прокаткой со степенью обжатия 40% при различных температурах 200-600 °С. После прокатки образцы показывают обратимый ЭПФ, т.е. происходит дилатационный скачок и при нагреве, и



Рис. 2. Величина дилатационных скачков в образцах сплава Ni_{49.8} Ti_{50.2} в зависимости от числа термических циклов (N) и температуры прокатки (Тд) [5]

при охлаждении. Величина скачков зависит от температуры предварительной прокатки, а также от числа термических циклов (рис. 2). Оба эти процесса влияют на текстуру, что подтверждают структурные исследования образцов [6].

С повышением температуры деформации величина дилатации снижается, что естественным образом объясняется активизацией процессов возврата, а при 500 и 600 °С неполной рекристаллизацией, которые частичной снимают последствия деформации в структуре материала.

В процессе циклирования нитинола (до 40 циклов) величина дилатационных скачков увеличивается. Поскольку величина скачков зависит от текстуры, значит степень текстурованности материала возрастает при циклировании, что, в свою очередь, означает все более сильную ориентацию пластин мартенсита в каком-то преимущественном направлении.

Что же является причиной такой переориентации мартенсита?

Движущей силой такого процесса, по всей видимости, является, снижение механических напряжений на границах растущих мартенситных зерен при прямом фазовом переходе.

хаотической При ориентации мартенситных зерен материал в целом изотропен и не деформируется. Каждое же мартенситное зерно в отдельности при перестройке кристаллической решетки в определенных направлениях сильно деформируется (до 10 %), а значит, воздействуя на окружение, создает большие механические напряжения.

В случае параллельной ориентации пластин мартенсита соседние зерна сжимаются и расширяются синхронно в одном направлении, не создавая механических напряжений на границах зерен. Энергетически такая ситуация предпочтительнее хаотического распределения, поэтому зерна мартенсита стремятся выстроиться параллельными пучками. Именно такая картина наблюдается при микроскопическом исследовании мартенситной структуры.



Рис. 3. Мартенситная структура в нитиноле [4]

На рис. 3 приведен пример мартенситной структуры в нитиноле. Хорошо видна система параллельных пластин мартенситных зерен.

Переориентации мартенсита возможна при зарождении нового зерна в процессе фазового перехода и под воздействием механического напряжения создаваемого окружением, т.е. уже имеющимися мартенситными зернами. Таким образом, новое зерно подстраивается в том же направлении, в котором ориентированы другие мартенситные зерна в его окружении. Такая подстройка происходит при каждом мартенситном фазовом переходе и приводит к увеличению степени текстуры материала, а значит и к возрастанию величины обратимого эффекта памяти формы.

Список литературы

- 1. K. Otsuka, C.M. Wayman. Shape memory materials. / Cambridge University Press, London, 1998, 298 p.
- K. Otsuka, X. Ren. Physical Metallurgy of Ni–Ti-based Shape Memory Alloys. / Progress in Materials Science, 2005, Vol 50, pp. 511–678.
- 3. Babicheva R.I., Sharipov I.Z., Mulyukov Kh.YA. Influence of Thermal Cycling on Dilatation and Electrical Resistance of Ti 49.8 at. % Ni Alloy After Hot Rolling// Materials Science Forum, 2011, Vol. **667-669**, pp. 985-990.
- 4. Бабичева Р.И., Шарипов И.З., Мулюков Х.Я. Анизотропия дилатации при фазовом переходе в прокатанном сплаве Ti-49,8% Ni./ ФТТ, 2011, т. **53**, вып. 9, с. 1845-1849.
- 5. Шарипов И.З., Бабичева Р.И., Мулюков Х.Я. Влияние температуры деформации на обратимый эффект памяти формы в нитиноле Ni 49,8%-Ti 50,2%, Сборник докладов, г. Орск, 2012, т. **2**, с. 176-180.
- Бабичева Р.И., Мулюков Х.Я., Шарипов И.З., Сафаров И.М. Влияние структуры сплава Ti-49,8 at.% Ni на его термическое расширение при фазовом превращении мартенситного типа./ ФТТ, 2012, т. 54, вып. 7, с. 1392-1397.

АДГЕЗИОННАЯ И КОГЕЗИОННАЯ ПРОЧНОСТЬ СЛОИСТЫХ КОМПОЗИТОВ

Якушина С.И., Шоркин В.С., Фроленкова Л.Ю., Преснецова В.Ю.

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Государственный университет - учебно-научнопроизводственный комплекс", г. Орел, Россия Jakushina@rambler.ru, VShorkin@yandex.ru, Larafrolenkova@yandex.ru

Введение. Современная металлообработка сстремится создать такие поверхностные слои деталей, которые обладают функционально необходимыми свойствами, отличными от объемных. Это осуществляется как путем нанесения покрытий, так и с помощью термохимической и механической обработки. Из-за несоответствия свойств основного материала и поверхностного слоя может возникнуть их расслоение. В работе предложен метод, позволяющий по известным значениям характеристик упругого состояния основного материала и материала поверхностного слоя оценить величину поврежденности ее контакта с основным материалом. Метод основан на учете энергетических изменений, сопровождающих явление адгезии, происходящих в слоях материала, образующих эти структуры.

Основные положения теоретической оценки поврежденности. Предполагается, что модифицированный поверхностный слой твердого тела $B_{(1)}$ является другим телом $B_{(2)}$, состоящим из другого материала, находящимся в состоянии адгезии с телом $B_{(1)}$ вдоль гладкой поверхности S_0 . Адгезионный контакт $B_{(1)}$ и $B_{(2)}$ не является сплошным. Поэтому S_0 – поверхность кажущегося адгезионного контакта. Допускается, что каждый элементарный участок dS_0 этой поверхности является объединением двух участков

$$dS_0 = dS_\alpha + dS_{(1-\alpha)}.\tag{1}$$

На первом из них $dS_{\alpha} = \alpha dS_0$ адгезия существует, на втором $dS_{(1-\alpha)} = (1-\alpha) dS_0$ ее нет. Параметр α – это относительная площадь адгезионного контакта, $\beta = 1 - \alpha$ – его поврежденность.

При образовании $B = B_{(1)} \cup B_{(2)}$ в этой системе происходят изменения свободной энергии, которое при изотермическом процессе равно изменению энергии упругих деформаций. Среди всех возможных для системы состояний наступает то, которое соответствует их минимуму. Энергией адгезии (по определению [1]) тел $B_{(1)}$ и $B_{(2)}$ является приходящееся на единицу площади контакта S_0 изменение их суммарной свободной энергии $W_{(1,2)}$ по отношению к ее значению ($W_{(1)} + W_{(2)}$) до появления адгезии.

$$F_a = W_{(1,2)} - W_{(1)} - W_{(2)}.$$
(2)

Поэтому в равновесном состоянии системы $B = B_{(1)} \cup B_{(2)}$ в отсутствии внешних механических воздействий должно выполняться определяющее значение параметра α равенство

$$\frac{\partial F}{\partial \alpha} = \frac{\partial W_{(1,2)}}{\partial \alpha} = 0.$$
(3)

Перемещение частиц тела $B_{(j)}$ на границе S_{α} его контакта с другим телом системы $B = B_{(1)} \bigcup B_{(2)}$, а также в ее окрестности является средним перемещением, возникающим как при наличии адгезии, так и при ее отсутствии.

$$\vec{u}_{(j)} = \alpha \vec{u}_{(j)\alpha} + (1 - \alpha) \vec{u}_{(j)(1 - \alpha)}.$$
(4)

Считается, что материал тел линейно упруг, описывается на основе теории упругости материалов второго порядка. В теории упругости материалов второго порядка, применяемой для описания рассматриваемого явления, используется не один, как в классической теории упругости, а два тензора напряжений: $P_{(j)}^1$ и $P_{(j)}^2$ соответственно. Они являются линейными комбинациями градиентов перемещений $\nabla u_{(j)}$ первого (как в классической теории упругости) и $\nabla^2 u_{(j)}$ второго порядков. С учетом (4), на основании этого можно заключить, что для них справедливо представление $P^k = \alpha P^k + (1 - \alpha) P^k$ i k = 1 - 2 (5)

$$P_{(j)}^{k} = \alpha P_{(j)\alpha}^{k} + (1 - \alpha) P_{(j)(1 - \alpha)}^{k}; \ j, k = 1, \ 2.$$
(5)

Представленные выше рассуждения дают возможность расщепить сопряженную задачу о равновесии системы $B = B_{(1)} \cup B_{(2)}$ на две независимые друг от друга. Первая – об адгезии $B_{(1)}$ и $B_{(2)}$ в предположении о непрерывности полей перемещений и их градиентов, а также нормальных составляющих напряжений вдоль S_0 . Вторая – при условии отсутствия взаимных воздействий контактирующих тел. В результате:

$$W_{(1,2)} = \alpha^2 W_{\alpha\alpha} + \alpha (1-\alpha) W_{\alpha(1-\alpha)} + (1-\alpha)^2 W_{(1-\alpha)(1-\alpha)} = W_{(1,2)\alpha}.$$
(6)

В этой записи W_{kp} $(k, p = \alpha, (1 - \alpha))$ – работа обобщенных внутренних сил над участком dS_{0k} на перемещениях над участком dS_{0p} . Решение уравнения имеет вид:

$$\alpha = \frac{1}{1 + \frac{W_{\alpha\alpha} - \frac{1}{2}W_{\alpha(1-\alpha)}}{W_{(1-\alpha)(1-\alpha)} - \frac{1}{2}W_{\alpha(1-\alpha)}}}.$$
(7)

При отсутствии внешних воздействий входящие в (7) величины вычисляются через механические характеристики материалов, используемые в теории материалов второго порядка [2], учитывающей внутренние начальные напряжения – именно они совершают работы W_{kp} в этом случае. Если на систему $B = B_{(1)} \bigcup B_{(2)}$ действуют внешние силы, то к ним добавляются внутренние напряжения, вызванные ими. А в формуле (7) появляются работы W_{kp}^{f} внутренних сил, обусловленных внешними воздействиями, в отличие от работ W_{kp}^{0} , обусловленных начальным напряженным состоянием. В результате она примет вид

$$\alpha = \frac{1}{1 + \frac{\left(W_{\alpha\alpha}^{0} - \frac{1}{2}W_{\alpha(1-\alpha)}^{0}\right) + \left(W_{\alpha\alpha}^{f} - \frac{1}{2}W_{\alpha(1-\alpha)}^{0}\right)}{\left(W_{(1-\alpha)(1-\alpha)}^{0} + W_{(1-\alpha)(1-\alpha)}^{f}\right) - \frac{1}{2}\left(W_{\alpha(1-\alpha)}^{0} + W_{\alpha(1-\alpha)}^{f}\right)}}.$$
(8)

В частности, если внешние силы растягивают адгезионное соединение, то на участке отсутствия адгезии возможно раскрытие микротрещин. Тогда с определенной степенью точности можно принять, что работа внутренних сил, существовавшая до раскрытия на участке $(1-\alpha)$, преобразовалась в поверхностную энергию берегов микротрещины. Кроме того, внешние не вызывают деформаций материала в окрестности раскрывшихся трещин. Тогда $W_{(1-\alpha)(1-\alpha)}^f + W_{(1-\alpha)(1-\alpha)}^0 = W_{p(1)} + W_{p(2)}^f$,

$$W_{\alpha\alpha}^{f} = \sigma^{2} \left(\frac{l_{eff(1)}}{2 E_{(1)}} l_{eff(1)} + \frac{l_{eff(2)}}{2 E_{(2)}} \right).$$
Здесь σ – растягивающее напряжение; $l_{eff(k)}$ – эф-

фективная толщина пограничного слоя со стороны тела $B_{(k)}$ (k = 1, 2); $E_{(k)}$ – модуль упругости его материала.

Известен экспериментально установленный факт – появления сети микротрещин в металлических пленках, нанесенных на мягкую основу, перпендикулярных направлению ее одноосного растяжения. Опираясь на представленные выше теоретические рассуждения, предложена модель поведения материала пленки накануне ее разрушения подобным образом. В момент, когда растягивающее напряжение достигает значения реального предела прочности материала, в нем образуется сеть параллельных, одинаковых, расположенных одна под другой микротрещин, создающих ячеистую структуру. Тогда две ячейки, разделенные между собой плоскостью микротрещины, являются контактирующими телами, описанными выше. Упругая энергия, запасенная к моменту появления микротрещины, преобразуется в ее поверхностную энергию и энергию упругих деформаций над тем участком, на котором трещины нет. Так как происходит разрушение, то над ним развиваются напряжения, равные теоретическому пределу прочности. Результаты проведенных расчетов теоретического и реального пределов прочности, размеров микротрещин удовлетворительно сходятся с известными экспериментальными данными [2].

Выводы

1. Частям материала с разными свойствами энергетически "выгодно" иметь несплошной контакт между ее элементами.

2. При внешних воздействиях, например, при растяжении соединения, меняются только величины $W_{\alpha\alpha}$ и $W_{\alpha(1-\alpha)}$, а величина $W_{(1-\alpha)(1-\alpha)}$ не меняется. Это происходит потому, что сцепления вдоль участка, где адгезия отсутствует, нет. В этом случае знаменатель дроби формулы (7) за счет роста $W_{\alpha\alpha}$ будет увеличивать поврежденность $\beta = 1 - \alpha$.

3. В любом материале, в дефектах его структуры может содержаться атомарный водород или какой-то другой газ. Участок несплошности является одним из подобных дефектов структуры составного тела. Если под влиянием внешней нагрузки величина $(1-\alpha)$ увеличится, то незаполненные межатомные связи, существовавшие между контактирующими материалами при их адгезии, могут быть заблокированы атомами водорода. Следовательно, при разгрузке конструкции они уже не восстановятся в старом виде. Увеличенная за счет внешней нагрузки площадь отсутствия адгезии сохранится. Повторение цикла нагружения приведет к ее дальнейшему росту по тем же причинам. В конечном счете, конструкция разрушится. Предложенная модель при ее дальнейшем развитии может предсказать этот эффект.

- 1. Физический энциклопедический словарь. М.: Советская энциклопедия, 1960. Т. 1. 664 с.
- 2. Фроленкова Л. Ю., Шоркин В. С., Якушина С. И. Теоретическая оценка величины практического предела прочности // Фундаментальные и прикладные проблемы техники и технологии. – 2011. – № 3. – С. 3 – 7.

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ФОРМОИЗМЕНЕНИЯ МИКРОКРИСТАЛЛОВ МЕДИ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ ПРИ ИНГИБИРОВАНИИ ЭВОЛЮЦИИ ИХ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ ГРАНЕЙ

Ясников И.С.

Тольяттинский государственный университет, Тольятти, Россия yasnikov@phystech.edu

Методика создания новых функциональных материалов опирается на основную парадигму физического материаловедения, которая состоит в том, что свойства материала определяются в первую очередь его структурой. В частности, для микрои нанокристаллов внешняя форма (габитус) является одной из существенных характеристик структуры. Именно поэтому реализация на практике методики управления габитусом микро- и нанокристаллов является базисом для последующего получения новых материалов с заданными свойствами. Кроме того, в процессе решения данной прикладной задачи возникает ряд новых экспериментальных фактов, которые являются прямым или косвенным подтверждением элементов теории роста кристаллов и представляют несомненный интерес для исследователей. Данная работа обобщает результаты ранее проведенных экспериментов [1–3] и подтверждает возможность осуществления на практике методики управления внешней формой микрокристаллов электролитического происхождения путём целенаправленного изменения химического состава электролита.

Для получения электроосаждённых микрокристаллов меди использовались стандартные методики, с той лишь разницей, что в данной работе проводилось целенаправленное изменение химического состава электролита путем введения бромида калия KBr, концентрация которого изменялась от 0 до 2,0 г/л [1–3]. Именно этот компонент электролита с нашей точки зрения способен приводить к ингибированию роста низкоэнергетичных граней {111}.

В первой серии экспериментов при электроосаждении из стандартного сернокислого электролита меднения, без ингибирующих добавок наблюдалось многообразие морфологических форм микрокристаллов меди, в том числе и нитевидные пентагональные микрокристаллы с одной осью симметрии пятого порядка (рис. 1 а), которые и выбирались в качестве «микрокристаллов-свидетелей» для апробации методики принудительного формоизменения габитуса. Удобство данных объектов состоит в том, что боковые грани нитевидных пентагональных микрокристаллов имеют индексы Миллера {100}, в то время как грани пентагональной пирамиды на вершине такого микрокристалла – индексы {111}, т.е. обладают минимальной поверхностной энергией. При увеличении концентрации вводимого в стандартный сернокислый электролит КВг в диапазоне 0...0,5 г/л, осаждение меди при одних и тех же значениях технологических параметров приводило к появлению «ступенчатой» структуры пентагональной пирамиды на вершине нитевидного микрокристалла, причём высота ступенек уменьшалась с увеличением концентрации бромида калия (рис. 1 б, в). Фактически рост грани {111} прекратился, а вместо неё инициировался рост граней типа {100} (отдельные ступеньки параллельны и перпендикулярны боковым граням {100} исходного пентагонального кристалла. Кроме того, был выявлен также следующий интересный экспериментальный факт. При минимальной концентрации KBr на вершинах нитевидных пентагональных кристаллов инициировался рост вторичных нитевидных пентагональных кристаллов, которые имеют общую ось дисклинации с исходным кристаллом (рис. 1 г-е).



Рис. 1 Изменение морфологии габитуса нитевидных пентагональных микрокристаллов с одной осью симметрии пятого порядка при различных концентрациях C (г/л) ингибитора KBr, введённого в стандартный сернокислый электролит меднения: *a*) C = 0 (исходный нитевидный пентагональный микрокристалл); *б*) C = 0,3; в) C = 0,5; *г*) – *е*) рост нитевидных кристаллов с общей осью дисклинации при концентрации KBr C = 0,1 (сканирующая электронная микроскопия).

Вторая серия экспериментов проводилась в диапазоне концентраций КВг от 1,0 до 2,0 г/л. В качестве «микрокристалла-свидетеля» для демонстрации методики принудительного формоизменения габитуса выбирались икосаэдрические микрокристаллы меди. Внешние грани икосаэдрического микрокристалла меди являются плотноупакованными плоскостями типа {111} и имеют минимальную из всех возможных кристаллографических ориентаций поверхностную энергию. Ингибирование эволюции граней {111} при электроосаждении малых частиц меди привело к образованию весьма интересной морфологической формы. Как видно из рис. 2 а - в, введение в электролит добавки, ингибирующей рост низкоэнергетичных граней и осаждение меди при одних и тех же значениях технологических параметров приводит к росту на поверхности исходного икосаэдра нитевидных пентагональных кристаллов, причем вершина у них обладает ранее описанной «ступенчатой» структурой. Анализируя полученные экспериментальные данные мы пришли к выводу, что исходная икосаэдрическая малая частица с внешними гранями {111} в процессе своей эволюции фасетируется плоскостями {100} с образованием икосододекаэдра. Если исходная икосаэдрическая малая частица имела внешние грани {111}, то после фасетирования до морфологии икосододекаэдра, пятиугольные грани получившегося многогранника будут иметь индексы {100}, а треугольные – индексы {111}. При этом на пятиугольных гранях в процессе дальнейшей эволюции вырастают нитевидные пентагональные кристаллы с описанной ранее "ступенчатой" структурой вершины, причём наблюдаемые нитевидные пентагональные микрокристаллы должны касаться друг друга у своего основания в точке, а не ребрами, что полностью соответствует представленным экспериментальным данным (рис. 2 в).



Рис. 2 Изменение морфологии габитуса икосаэдрических пентагональных микрокристаллов с шестью осями симметрии пятого порядка при различных концентрациях $C(\Gamma/n)$ ингибитора KBr, введённого в стандартный сернокислый электролит меднения: *a*) C = 0 (исходный икосаэдрический пентагональный микрокристалл); *б*) C = 1,0; в) C = 2,0. (сканирующая электронная микроскопия).

К настоящему времени удалось показать, что избирательная эволюция граней микрокристаллов меди с определенной кристаллографической ориентацией возможна, в частности, путем целенаправленного изменения химического состава стандартного сернокислого электролита. Тем не менее, такое «вмешательство» в процесс эволюции микрокристаллов электролитического происхождения провоцирует накопление упругой энергии, которое обязательно будет приводить к её последующей релаксации с формоизменением габитуса исходного микрокристалла.

Автор выражает искреннюю благодарность А.Е. Романову – научному руководителю Мегагранта Министерства образования и науки Российской Федерации № 14.В25.31.0011 (направлению которого отвечает проведенное исследование), за многочисленные и плодотворные дискуссии по трактовке экспериментальных данных.

Список литературы

- И. С. Ясников, Д. А. Денисова Формоизменение габитуса микрокристаллов меди электролитического происхождения при ингибировании роста низкоэнергетичных граней // Письма в ЖЭТФ. – 2012. – т. 95, вып. 5. – С. 270 – 272.
- И. С. Ясников, Д. А. Денисова Некоторые особенности эволюции микрокристаллов меди электролитического происхождения при ингибировании роста низкоэнергетичных граней // Физика твёрдого тела. - 2013. - том 55, вып. 3. - С. 585 – 590.
- И. С. Ясников К вопросу о раскрытии сектора вместо двойниковой границы в пентагональных малых частицах электролитического происхождения // Письма в ЖЭТФ. - 2013. - том 97, вып. 9. - С. 592 - 596.

ПРИРОДА ОБРАЗОВАНИЯ ВЫСОКОУГЛОВЫХ ГРАНИЦ ПРИ МЕГАПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Глезер А.М. ^{1,2}, Томчук А.А.¹, Малеева Н.А.²

¹ Центральный научно-исследовательский институт черной металлургии им. И.П. Бардина, г. Москва, Россия ² Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», г. Москва, Россия a.glezer@mail.ru

Характерной особенностью структуры металлических материалов после очень больших (мегапластических (МПД)) деформаций является существование больших локальных разориентировок, соответствующих высокоугловым границам зерен [1]. Именно такие границы, по общему мнению, в значительной мере определяют уникальные свойства материалов после МПД [2]. Наиболее корректно появление этих особенностей удается объяснить в рамках модели развитой пластической деформации, включающей структурно-кинетический подход и концепцию наведенных при деформации мезодефектов [3]. Однако в рамках этой модели образование высокоугловых границ зерен при относительно низких значениях истинной деформации ($e \approx 1-2$) представляется весьма дискуссионным [4]. Данная статья посвящена рассмотрению другой, более реальной, на наш взгляд, причине формирования высокоугловых границ в процессе МПД.

В качестве способа создания МПД в работе была использована камера Бриджмена, в которой реализуется деформация кручением под высоким квазигидростатическом давлением [5]. В качестве материала для исследования был выбран однофазный поликристаллический сплав 50H (Fe–50 % Ni), имеющий ГЦК решетку и средний размер зерна около 50 мкм. Деформации в камере Бриджмена при комнатной температуре подвергались тонкие (0,2 мм) пластинки при постоянной величине квазигидростатического давления (P = 4 ГПа), скорости вращения подвижного бойка 1 об/мин и числе полных оборотов $N = \frac{1}{2}$, 1, 2, 3 и 4. Структурные исследования проводились после МПД с помощью просвечивающего электронного микроскопа JEM–200CX при ускоряющем напряжении 160 кВ в режиме тёмного поля. В работе использовался также растровый электронный микроскоп JSM-7500F с приставкой для EBSD - анализа (метод обратно рассеянных электронов). Шаг сканирования при этом составил 0,05 мкм. Все исследования структуры проводились в областях, примерно соответствующих половине радиуса дискообразных образцов.

Методом просвечивающей электронной микроскопии были получены гистограммы распределения размеров зёрен и фрагментов после деформации при различных значениях N. В качестве характерного размера структурного элемента была выбрана величина $D = \sqrt{S}$, где S – площадь изображения зерна или фрагмента. Анализ всех полученных распределений показывает наличие двух максимумов (бимодальное распределение), положение и высота которых изменяются в зависимости от величины деформации, при этом однако бимодальный характер распределений сохраняется.

В рамках предложенной нами ранее энергетической концепции существования дополнительных каналов релаксации упругой энергии при МПД [6], а также в ряде экспериментов [например,7] было убедительно показано, что процессы МПД при комнатной температуре в металлах и твердых растворах сопровождаются динамической рекристаллизацией. При электронно-микроскопическом анализе структуры сплава 50Н после различных режимов деформации в камере Бриджмена нам также удалось обнаружить явные признаки протекания аналогичных процессов. Темно-

польные электронно-микроскопические изображения структуры четко выявляют отдельные зерна, имеющие форму почти правильных шестигранников и низкую плотность дефектов, что свидетельствует об образовании таких зерен в процессе динамической рекристаллизации путем миграции высокоугловых границ, сформировавшихся по одному из возможных релаксационных механизмов перестройки дислокационной структуры в условиях высокой концентрации точечных дефектов и высоких градиентов внутренних напряжений [8]. В то же время, некоторые зерна (фрагменты) имеют неправильную форму. содержат высокую плотность дефектов и заметные локальные искажения, что свидетельствует об их образовании в результате процессов деформационной фрагментации [3].

Каждый из двух типов зерен должен характеризоваться своим собственным распределением по размерам. Иными словами, гистограммы на самом деле являются комбинированными и состоят из двух гистограмм распределения зерен, которые имеют различную природу своего образования.

Ghjwtlehf разбиения каждой экспериментально полученной бимодальной гисдля различных значений *N* на два гауссовых распределения подробно тограммы описана в работе [9]. Из анализа электронно-микроскопических изображений вытекает, что одно из полученных распределений соответствует фрагментам деформационного происхождения, а другое распределение – рекристаллизованным зернам. Далее путем расчёта относительных площадей под гауссовыми распределениями была определена относительная доля деформационных фрагментов С_ф и рекристаллизованных зерен С_{рз} для каждого режима деформирования, а также средний размер зерна, соответствующий фрагментам D_{ϕ} и рекристаллизованным зернам D_{p_3} . Установлено, что с увеличением N значение C_{ϕ} сначала резко возрастает, достигая 0,8, а затем плавно снижается, достигая практически постоянного значения 0,6. Значение C_{p_3} , включающее, очевидно, не только рекристаллизованные, но и исходные зерна, сначала резко снижается до 0,2, а затем возрастает до значения 0,4, которое по мере роста N остается практически постоянным. Параметр $\kappa = C_{p3}/C_{dp}$ является при N > 1важной структурной константой и зависит от природы материала и параметров МПД, определяя его физико-механические свойства (в частности, соотношение между прочностью и пластичностью). В подтверждение этому важно подчеркнуть, что измеренное нами значение микротвертости резко возрастает при №1 и остается постоянным при N>1. При этом в процессе МПД наблюдается «динанимеское равновесие» между структурными превращениями «Ф⇔РЗ». Зависимости D(N) имеют симбатный характер: значения D_{ϕ} и D_{p3} плавно снижаются до 50 и 100 нм соответственно, а затем при N > 2 практически не меняются.

Применение EBSD-анализа позволило нам определить характер распределения углов разориентировок φ фрагментов и зерен, сформиовавшихся при различных значениях *N*. Характерным является заметный рост разориентировок, имеющих $\varphi > 20^{\circ}$, причем при всех значениях *N* характер распределения разориентировок в принципе не меняется: наибольшая доля разориентировок приходится на значения $\varphi = 40-50^{\circ}$. Этот результат находится в некотором противоречии с моделью развитой пластической деформации [2], в рамках которой значение максимума φ должно монотонно возрастать по мере роста *N*.

Перейдем теперь к наиболее важному, на наш взгляд, результату, вытекающему из данного рассмотрения. Попытаемся установить, имеется ли заметная корреляция для одного и того же структурного состояния на различных стадиях МПД (после различных значений N) между долей динамически рекристаллизованных зерен C_{p3} (или деформационных фрагментов C_{ϕ}) и долей высокоугловых границ зерен α . Значения α определялись с ограничением минимального значения ϕ (α_{20} если $\phi > 20^{0}$; α_{30} если $\phi > 30^{0}$ и т.д.). Параметрические зависимости $\alpha(C_{p3})$ были построены для N

=1/2-4 и для $\alpha = \alpha_{20} - \alpha_{50}$. На рис.1 приведены экспериментальные результаты $\alpha_{40}(C_{p_3})$, причем каждая точка соответствует определенной величине деформации *N*.



Рис.1. Линейная корреляция параметрической зависимости α_{40} (C_{p_3}) для сплава 50H; C_{p_3} – объемная доля рекристаллизованных зерен, α_{40} – доля границ зерен с углом разориентировки $\varphi > 40^0$; цифрами отмечено значение полных оборотов *N*; коэффициент корреляции r = 0.912.

Коэффициент линейной корреляции r определялся по стандартной методике [10] и оказался равным в данном случае 0,912. Иными словами, по мере роста величины МПД наблюдается строгая линейная корреляция между увеличением в структуре доли зерен, сформировавшихся при динамической рекристаллизации, и увеличением в структуре доли высокоугловых границ зерен ($\phi > 40^{0}$). Этот результат однозначно свидетельствует, на наш взгляд, о том, что именно процесс динамической рекристаллизации, а не деформационной фрагментации, ответственен за формирование в структуре материала, прошедшего МПД, определенного количества высокоугловых границ зерен. Отметим два важных обстоятельства.

1. Максимум в распределении высокоугловых границ зерен приходится на значения углов разориентировки $\varphi = 40-50^{\circ}$, которые соответствуют наибольшей подвижности высокоугловых границ и, следовательно, наиболее эффективному росту зародышей рекристаллизации [11].

2. По мере снижения минимального значения φ при построении параметрических зависимостей $\alpha(C_{p_3})$ ($\alpha_{50} \Rightarrow \alpha_{20}$) происходит снижение коэффициента линейной корреляции (0,912 \Rightarrow 0,898), что, безусловно, свидетельствует о все возрастающем вкладе процессов динамической фрагментации в формирование границ зерен со средним и малым углом разориентировки.

Заключение

В рамках энергетической концепции существования дополнительных каналов релаксации упругой энергии при МПД экспериментально установлено образование в структуре ГЦК-сплава FeNi после деформации в камере Бриджмена при комнатной температуре областей структуры, соответствующих деформационным фрагментам и динамически рекристаллизованным зернам. С использованием методов просвечивающей электронной микроскопии и дифракции обратно рассеянных электронов показано, что наличие в структуре материала, прошедшего МПД, большой плотности высокоугловых границ зерен обусловлено, главным образом, протеканием процессов динамической рекристаллизации, а не деформационной фрагментации, как считалось ранее.

Авторы выражают признательность А.Н. Белякову за помощь в проведении экспериментов методом EBSD, а также РФФИ за финансовую поддержку (гранты 13-02-90413 и 13-02-12087).

Список литературы

- 1. Estrin Y., Vinogradov A. Acta Mater. 2013. V. 61. P.782-817.
- 2. Глезер А.М., Метлов Л.С. ФТТ. 2010. Т.52. №6. С.1090-1097.
- 3. Рыбин В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов.- М.: Металлургия, 1986. 224 с.
- 4. Свирина Ю.В., Перевезенцев В.Н. Деформация и разрушение материалов. 2013. №7. С.2-6.
- 5. Zhilyaev A.P., Langdon T.G. Progr. in Mater. Science. 2008. V.53. P.893-979.
- 6. Глезер А.М. УФН. 2012. Т.182. №5. С.559-566.
- 7. Быков В.М., Лихачёв В.А., Никонов Ю.А. ФММ. 1978. Т. 45. № 1. С.163–169.
- 8. Humphreys F.J., Hatherly M. Recrystallization and related annealing phenomena. Amsterdam: ELSEVIER, 2004. 574 p.
- 9. Глезер А.М., Томчук А.А., Рассадина Т.В. Деформация и разрушение материалов. 2014. №4. С.15-20.
- 10. Налимов В.В. Теория эксперимента.- М.: Наука, 1974. 207 с.
- 11. Горелик С.С., Добаткин С.В., Капуткина Л.М. Рекристаллизация металлов и сплавов.-М.: МИСиС, 2005. 430 с.

ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ КОНТИНУАЛЬНОЙ МЕХАНИКИ ПОВРЕЖДАЕМОСТИ

Петреня Ю.К.

ОАО "Силовые машины"-РАН, Санкт-Петербург, Россия

Необходимость повышения эффективности энергооборудования при обеспечении достаточного уровня надёжности для больших и сверхбольших длительностей эксплуатации приводит к тому, что основные (критические) элементы конструкции работают в области ползучести. Рабочая температура превышает минимальную температуру ползучести для применяемых сталей и сплавов (например, минимальная температура ползучести для углеродистой стали соответствует 425 °C, для С–0.5% Мо-стали – 455 °C, 1.25% Сг–0.5% Мо-стали – 510 °C, 2.25% Сг–1% Мо-стали – 538°C, 9%–11% Сг -стали – 566 °C). Для современного паросилового оборудования начальные параметры достигают и превышают 600 °C, а перспективное оборудования ние разрабатывается на параметры 700 °C и выше.

Конструктивно-технологические, материаловедческие и эксплуатационные особенности проектирования и эксплуатации энергооборудования определяют широкий перечень характеристик и задач, относящихся к проявлению эффектов ползучести. Размерные ограничения (зазоры) требуют знания кинетики деформации и установления допустимой величины накопленной деформации. Решение задач определения ресурса безопасной эксплуатации и величины межремонтного периода связано с характеристиками длительной прочности, скорости и деформации ползучести, кинетикой роста и критическим размером трещины в условиях ползучести. Снижение металлоёмкости (уменьшение толщины стенки) в первую очередь связано с увеличением длительной прочности, прогнозирование которой должно выполняться на временных базах 200–300 тысяч часов. В основе методов и условий диагностики и контроля лежат данные расчётно-экспериментальных исследований кинетики деформации ползучести, разупрочнения и повреждённости, кинетики трещин в условиях ползучести.

Задачи концентрации напряжений и прочности при сложном напряженном состоянии в условиях ползучести определяются особенностями геометрии отдельных элементов и конструктивных узлов (гибы паропроводов, коллектора, диски, стыковые и Т-образные сварные соединения и т.д.). Применительно к однородным и композитным сварным соединениям проявляются ползучесть, повреждённость и разрушение неоднородных (гетерогенных) структур. Стационарные и переменные режимы эксплуатации, сопровождающиеся изменением напряжений и температуры во времени, должны быть учтены при решении задач ползучести, в том числе с применением методов суммирования повреждаемостей.

Наиболее удачное описание всего разнообразия вышеперечисленных задач с единых базовых позиций можно выполнить в рамках континуальной механики с использованием концепции общего уравнения состояния (1):

$$\dot{\varepsilon} = f(\sigma, T, \omega_1, \omega_2, \dots, \omega_i, \dots, \omega_k)$$

$$\dot{\omega} = g_i(\sigma, T, \omega_1, \omega_2, \dots, \omega_i, \dots, \omega_k)$$

где скорость ползучести зависит от напряжения σ , температуры *T* и структурных параметров (параметров состояния) $\omega_1, \omega_2, ..., \omega_n$.

В континуальной механике повреждаемости применяется гипотеза параметра повреждаемости, которая, в первую очередь, относится к области хрупких высокотемпературных разрушений. В 1958 году Л.М. Качанов для учёта длительного разрушения ввёл ψ – параметр сплошности: $\psi = 1$ в начальный момент и $\psi = 0$ в момент разрушения, величина напряжения принималась σ/ψ . Ю.Н.Работнов предложил параметр повреждаемости $\omega = 1 - \psi$, $\omega = 0$ в начальный момент нагружения, $\omega=1$ в момент разрушения

$$\dot{\varepsilon} = A \cdot \left(\frac{\sigma}{1-\omega}\right)^n$$
$$\dot{\omega} = D \cdot \left(\frac{\sigma}{1-\omega}\right)^m$$

Влияние ориентации напряжений на повреждаемость может описываться как с применением векторной модели (Ю.К.Петреня), так и представления повреждаемости в тензорной форме (А.А.Ильюшина, А.А.Вакуленко и Л.М.Качанова, С.Мураками и Н.Охно и др.).

Применимость континуальной механики повреждаемости для материалов энергооборудования связана в первую очередь с тем, что при малых напряжениях и больших длительностях нагружения, представляющих интерес для практических приложений, стадия ускоренной ползучести занимает 80–90% общего времени нагружения (рис. 1).



Рис. 1. Кривые долговременной ползучести (а) и мгновенной скорости ползучести (б)

Для сложнолегированных материалов энергоборудования физические процессы, определяющие повреждаемость в условиях ползучести, имеют комплексный характер. Разупрочнение определяется одновременных протеканием порообразования, изменения легирования твёрдого раствора и карбидной фазы, изменения размерных параметров карбидной фазы и т.д., что интегральным образом учитывается при определении коэффициентов в кинетических уравнениях по данным испытаний на длительную прочность и ползучесть. На рис. 2a показано изменение микротвёрдости в зоне угловой точки Т-образного паза диска после эксплуатации условиях высокотемпературной ползучести в течение 180 тысяч часов. Расчёт полей повреждаемости для Т-образного паза турбинного диска с применением методов континуальной механики повреждаемости (рис. 26) показывают хорошую корреляцию с результатами экспериментального определения разупрочнения.



Рис. 2. Изменение микротвёрдости после 180 тыс.часов эксплуатации (*a*) и поле повреждаемости в угловой точке Т-образного диска (б)

Теория повреждаемости для гетерогенной среды позволяет учитывать влияние структурного на характеристики длительной прочности и ползучести. Например, долговечность (длительная прочность) двухфазной среды с долями фаз f и 1-f и с долговечностями $t_{f.1}$ и $t_{f.2}$ при заданных напряжении и температуре представляется нелинейной зависимостью в двойных логарифмических координатах – время до разрушения–напряжение:

$$t_{f} = \left(\frac{f}{t_{f,1}} + \frac{1 - f}{t_{f,2}}\right)^{-1}$$

Отмечается, что для проектирования, определения межремонтного периода и безопасного ресурса необходимо решение проблем дальнего прогнозирования долговременной прочности (на базах 200–300 тысяч часов) и рассеяния её характеристик. Достоверность дальнего прогнозирования существенно зависит от знания доминирующих механизмов микроразрушения и температурно-силовых (временных) условий их проявления. На рис. 3 представлена схема оценки ресурса безопасной эксплуатации и прогнозирования объёмов замещения энергооборудования в условиях ползучести, практическое применение которой требует решения вышеуказанных проблем.



Рис. 3. Схема определения ресурса и прогнозирования объёмов замещения энергооборудования

Современная континуальная механика повреждаемости, в основе которой лежит базовая концепция Качанова-Работнова, играет важное значение при создании и обеспечении безопасной эксплуатации современного и перспективного энергетического оборудования.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАЗРУШЕНИЯ И ОБРАЗОВАНИЯ СУБМИКРОННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ СТАТИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ НАГРУЗКАХ НА ГОРНЫЕ ПОРОДЫ

Викторов С.Д., Кочанов А.Н.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем комплексного освоения недр РАН, Москва, Россия, kochanov@mail.ru

Разрушение горных пород, как при квазистатических так и при динамических нагрузках, всегда сопровождается образованием отдельных частиц, в том числе и субмикронных, размером менее 10,0 мкм[1]. Для изучения закономерностей образования субмикронных частиц проведены экспериментальные исследования, задачами которых являлось изучение возможных механизмов их образования, установления распределения по размерам с оценкой минимально возможного в зависимости от вида нагружения и структурных особенностей горных пород. Рассматриваемые вопросы помимо практического применения имеют непосредственное отношение к изучению процессов деформирования и разрушения, поскольку результаты дезинтеграции с образованием частиц являются их физическим следствием. Дисперсный состав микрочастиц образующихся при разрушении зависит от микроструктуры, степени неоднородности, напряженно-деформированного состояния горных пород.

При проведении экспериментов по динамическому (взрывному) нагружению, методика которых подробно описана в работе [2], использовались ампулы сохранения, а разрушение происходило на фронте ударной волны и обусловлено ее действием. В зоне действия ударных волн напряжение на ее фронте на порядок и более пре-

вышает модуль объемного сжатия среды. Квазистатическое нагружение образцов горных пород осуществлялось с помощью пресса в условиях одноосного сжатия. Для оценки дисперсного состава субмикронных частиц использовалась методы электронной микроскопии и лазерной спектрометрии размеров частиц. Совместно с РНЦ «Курчатовский институт» была разработана специальная методика, позволяющая оценивать динамику распределение субмикронных частиц непосредственно при деформировании и разрушении в условиях одноосного сжатия. [3]. В качестве примера на рис.1 представлены изображения микрочастиц различного размера и формы после взрывного разрушения образца мрамора и известняка при прохождении ударных волн, которые получены с помощью сканирующего электронного микроскопа соответственно JEOL–JSM 5910LV и LEO1450VP.



Рис. 1. Электронно-микроскопический снимок фрагмента поверхности мрамора (*a*) и известняка (б) после динамического нагружения

Электронная микроскопия позволяет оценить минимальный размер частиц равным порядка 0,1 мкм. Для оценки распределения субмикронных частиц по размерам использована лазерная спектрометрия. Нижний предел измерений 0,3 мкм определялся техническими возможностями лазерного счетчика частиц. Результаты экспериментов представлены на рис. 2 в виде процентного содержания количества частиц для рассматриваемого диапазона размеров, отнесенного к общему количеству измеренных частиц для всех диапазонов.

Анализ результатов исследований при динамическом воздействии показал, что для мрамора и известняка содержание частиц размером более 1,0–5,0 мкм составляет более 70%, а на долю частиц размером 0,3 мкм приходится не более 5-10%. Для доломита основное количество частиц в равной степени приходится на диапазон размеров 0,3 и 5,0 мкм. Для образцов мрамора, разрушение которого в условиях одноосного сжатия носило объемный, взрывной характер с образованием многочисленных фрагментов, содержание частиц размером менее 1,0 мкм достигало 35%. Эти данные свидетельствуют о том, что количество образующихся частиц размером менее 1,0 мкм зависит от степени и характера дробления образцов на макроуровне, времени нагружения.

Механизм образования субмикронных частиц, связанный с фрагментацией и образованием новых поверхностей является наиболее общим и реализуется как в условиях одноосного сжатия так и при динамическом воздействии. С точки зрения количества субмикронных частиц определяющую роль играет не процессы в кончике трещины, а образование приповерхностного слоя в результате сдвиговых деформаций с фрагментированной структурой. При квазистатических и динамических нагрузках разрушение этого слоя может быть одной из главных причин образования субмикронных частиц. Особенности формирования данного слоя и его эволюция имеют принципиальное значение, так как структура слоя и его толщина непосредст-

венно связана с размерами частиц. Применительно к взрывному разрушению механизм образования субмикронных частиц обусловлен также всестороннем динамическим сжатием и последующей быстрой разгрузкой при прохождении ударных волн.



Рис. 2. Распределение субмикронных частиц по размерам после динамического (*a*) и квазистатического (*б*) разрушения образцов горных пород

Можно утверждать, что при деформировании и разрушении прочных горных пород количество минеральных частиц имеет максимум в распределении в диапазоне нескольких микрон. Эта закономерность имеет место для большинства прочных горных пород независимо от вида воздействия. Полученное распределение микрочастиц может быть объяснено как с позиции увеличения прочности частиц с уменьшением их размеров так и с точки зрения минерального состава, определяющего структурные особенности горных пород: размер и форма минеральных зерен, состояние межзеренных границ. Результаты исследований могут быть использованы для развития представлений о процессах деформирования и разрушения горных пород и послужить основой для разработки новых экспериментальных методов исследования этих процессов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 14-05-00446

Список литературы

- 1. Викторов С.Д. Образование субмикронных частиц при горном производстве и новый метод оценки катастрофических явлений// Вестник РАН. 2013. Т.83. №4. С.1-7
- 2. Викторов С.Д., Кочанов А.Н., Александров П.А., Калечиц В.И., Шахов М.Н. Изучение микроструктуры и дисперсного состава горных пород после интенсивного динамического воздействия.// Инженерная физика.- 2010- №6- С.39-44

 Викторов С.Д.. Кочанов А.Н. Оценка условий образования и размеров микрочастиц при разрушающих воздействиях на горные породы/ Вестник Тамбовского государственного университета.- 2013.- т.18.- вып.3, С.1683-1684

EFFECT OF SURFACE STRESS IN THE CASE OF CURVILINEAR INTERFACE BETWEEN ELASTIC MATERIALS

Grekov M. A., Kostyrko S. A., Vikulina Yu. I.

Saint-Petersburg State University, St. Petersburg, Russia magrekov@mail.ru, sergey.kostyrko@gmail.com, julia.vikulina@gmail.com

The influence of surface stress on the state of an ideal elastic body, as a rule, is neglected at the macro scale, since it is insignificant compared to the influence of the other forces. However, at the sub-micron scales, quantum and surface effects become dominant in solids, which causes significant changes in the mechanical and electrical properties of the materials. By reduction of the body sizes up to the nanometer scale, the size-effect, that is dependence of bodies' physical properties on geometrical parameters, starts to be experimentally shown [1]. Generally, the size of the interface imperfection and maximum curvature are regarded as a geometrical parameter. Moreover, the surface stress is an additional source of the stress concentration. In our work, using the perturbation method, Gurtin — Murdoch theory of surface elasticity and Goursat–Kolosov complex potentials [2] we reduce the problem to the sequence of hypersingular integral equations. We consider the model of a two-component plane

$$\Omega_{k} = \left\{ z : (-1)^{k} \operatorname{Im}(z - \zeta) > 0, \operatorname{Re}(z - \zeta) = 0 \right\}, \quad k = 1, 2$$
(1)

with slightly curved interface

$$\Gamma = \left\{ z : z = \zeta \equiv x_1 + i\varepsilon f(x_1) \right\}$$
(2)

under the action of unknown surface stress [3]. It is supposed that the conditions of the plane strain are satisfied, and perfect contact takes place

$$u^+(\zeta) = u^-(\zeta).$$

We assume that the jump of the traction σ^{j} (*j*=1,2) at the interface is expressed in terms of the surface stress σ^{s}

$$\sigma^{+}(\zeta) - \sigma^{-}(\zeta) = \Delta\sigma(\zeta) = \frac{\sigma^{s}}{R} - i\frac{d\sigma^{s}}{dx_{1}}\frac{1}{h},$$
(3)

where *R* is the curvature radius of the interface, *h* is the metric factor. The conditions of the perfect contact are The constitutive equations for the surface linear elasticity [4] with two elastic parameters similar to the Lame constants and with residual surface stress are used [3]. In addition, we suppose that $\sigma_{11}^{1\infty} = \sigma_1 \neq 0$, $\sigma_{11}^{2\infty} = \sigma_2 \neq 0$, and $\sigma_{22}^k = \sigma_{12}^k = 0$ at infinity. The solution of the problem is constructed by means of Goursat – Kolosov complex potentials [5]. The condition of a displacement continuity under passing from the volume to the surface leads to the sequence of hypersingular integral equations of the second order in the derivative of the surface stress:

$$\sigma_{n}^{s'}(x_{1}) - MK_{1} \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{i\sigma_{n}^{s'}(t)}{(t-x_{1})^{2}} dt = M \operatorname{Re}\left\{\frac{K_{2}}{2} \left[F'_{1n}(x_{1}) - T_{n}^{s'}(x_{1})\right] + \frac{K_{1}}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{F_{1n}(t) - T_{n}^{s}}{(t-x_{1})^{2}} dt + \frac{K_{3}}{2} F'_{2n}(x_{1}) + \frac{K_{4}}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{F_{2n}(t)}{(t-x_{1})^{2}} dt\right\} + V_{n}^{\prime}$$
(4)

where M, K_1, K_2, K_3, K_4 are the parameters depending on the elastic constants of the surface and bulk materials, F_{kn}, T_n^s are the functions depending on the solutions from previous approximations. Expanding function $f(x_1)$ in Fourier series, we obtain the solution of the equation (4) for the first-order approximation in a Fourier series as well.

The influence of the surface stress on the stresses and strains at the interface is analyzed. Stress distribution along the interface is obtained for various stiffness ratio of the materials, elastic parameters and relief forms (Fig. 1–6) defined by the special function

$$f(x_1, y) = \frac{a}{d} \left[\operatorname{Im} \left\{ \operatorname{ctg} \left(\frac{\pi x}{a} - iy \right) \right\} - 1 \right], \quad d = \operatorname{Im} \left\{ \operatorname{ctg} \left(iy \right) \right\}.$$

In particular, the size-effect is discovered. It becomes apparent in stress dependence on a period of interface roughness if the values of this period have the order of 1-50nanometers. Moreover, the surface stress has significant influence on the characteristics of a stress-strain state at the interface. For example, if the interface is sufficiently sharp, the normal stress at the boundary is multiplied by 2,7 in comparison with the classical solution (Fig. 1–2).









Fig 6. Dependence of the maximum of the longitudinal stress on the period *a* for various stiffness ratio μ_2 / μ_1

This influence practically disappears when the period equals 100 nanometers or more. Thus, taking into account the surface stress leads to considerable change of stresses at the slightly curved boundary of the half-plane.

Acknowledgement. The work was supported by the Russian Foundation for Basic Research under grant 14–01–00260.

References

- 1. Eremeev V.A., Morozov N.F. The effective stiffness of a nanoporous rod. Dokl. Phys., Vol. 55(6), 279–282, 2010.
- Vikulina Yu.I., Grekov M.A. The stress state of planar surface of a nanormeter-sized elastic body under periodic loading. Vestnik St. Petersburg University: Mathematics, Vol. 45(4), 174– 180, 2012.
- 3. Duan H. L., Wang J., Karihaloo B. L. Theory of elasticity at the nanoscale // Advances in Applied Mechanics, 2009. No 42. P. 1–68.
- 4. Altenbach H., Eremeev V.A. and Lebedev L.P. On the existence of solution in linear elasticity with surface stresses. ZAMM, Vol. 90(3), 231–240, 2010.
- 5. Grekov M. A. A singular plane problem in the theory of elasticity. Saint Petersburg University, St. Petersburg, 2001 (Russian).

DIFFUSION-INDUCED NANOSCALE PATTERN FORMATION AT THIN FILM SURFACES

Kostyrko S. A., Grekov M. A.

St. Petersburg State University, Saint-Petersburg, Russia, sergey.kostyrko@gmail.com

The development in micro- and nanoelectronics has provoked a great experimental, theoretical and computer simulation activity that has allowed a better understanding of the surface defect formation in solid thin film systems caused by mass transport mechanism. It was found that the competition between elastic strain energy and surface energy can lead to the growth of surface profile perturbations [1]. Using molecular dynamics, phase field method, different continuum based models, the effect of various practically important physical (film and substrate stiffness, surface stress, lattice and thermal mismatch) and

geometrical (film thickness, initial profile of undulation) parameters on the morphological instability of film surface were thoroughly analyzed [2]. However, there is a lack of understanding of the influence of surface elasticity on surface morphology evolution. Therefore, the aim of this research is to study the phenomenon of formation of mesoscopic structures on the surface of heteroepitaxial thin film system due to surface diffusion by considering the effects of both surface and interface stresses.

We consider an isotropic stressed film/substrate structure under the plane strain conditions. The substrate is modeled as an elastic half-plane Ω_2 with a planar boundary Γ_2 . And the film is modeled as a strip Ω_1 of thickness h_0 . The outer boundary of the film Γ_1 has an arbitrary small perturbation

$$h(x_1,t) = h_0 + f(x_1,t), \ f(x_1,t) = f(-x_1,t) = f(x_1 + \lambda,t)$$
(1)

and can be presented by a Fourier series

$$f(x_1,t) = \sum_{n=1}^{+\infty} A_n(t) \cos kx_1, \max_n \left| A_n(t) \right| / \lambda = \varepsilon \ll 1 \,\forall t \tag{2}$$

According to the theory of surface elasticity, the surface phases Γ_i are idealized as a pre-stressed elastic membranes coherently bonded to the boundary of the bulk material. Constitutive equations of linear elasticity for surfaces Γ_i and bulk phases Ω_i (*i* = 1,2) in the case of the plane strain problem are respectively

$$\tau_{tt} = \gamma_0^i + \left(\lambda_s^i + 2\mu_s^i - \gamma_0^i\right)\varepsilon_{tt}^s, \ z \in \Gamma_i$$
(3)

$$\sigma_{nn} = (\lambda_i + 2\mu_i)\varepsilon_{nn} + \lambda_i\varepsilon_{tt}$$

$$\sigma_{tt} = (\lambda_i + 2\mu_i)\varepsilon_{tt} + \lambda_i\varepsilon_{nn}$$

$$\sigma_{nt} = 2\mu_i\varepsilon_{nt}, z \in \Omega_i$$
(4)

In eq. (3), λ_s^i, μ_s^i are the surface constants similar to the bulk Lame constants λ_i, μ_i (4) in eqs. (4); γ_0^i is the residual surface stress.

Conditions of the mechanical equilibrium on curved surface Γ_1 and planar interface Γ_2 are described by generalized Young-Laplace equations

$$\sigma_n(z_1) = q(z_1) + T^s \tau_n(z_1), \ z_1 \in \Gamma_1$$

$$\Delta \sigma_n(z_2) = \sigma_n^+ - \sigma_n^- = -i \frac{\partial \tau_{11}(z_2)}{\partial x_1}, \ z_2 \in \Gamma_2$$
(5)

Here $T^{s}(\cdot) = \kappa(\cdot) - i \frac{1}{g} \frac{d(\cdot)}{dx_{1}}, \quad \sigma_{n} = \sigma_{nn} + i\sigma_{nt}, \quad \sigma_{n}^{\pm} = \lim_{z \to z_{2} \pm i0} \sigma_{n}(z); \quad \kappa, \quad g \quad \text{are the local}$

principal curvature and the metric coefficient, accordingly.

Since we assume that surface phases and the substrate are coherent, the displacement field is continuous

$$\lim_{z \to z_1} u(z) = u(z_1), \ u = u_1 + iu_2, \ z_1 \in \Gamma_1$$

$$\Delta u(z_2) = u^+ - u^- = 0, \ u^{\pm} = \lim_{z \to z_2 \pm i0} u(z), \ z_2 \in \Gamma_2$$
(6)

The boundary conditions at infinity are

$$\lim_{x_2 \to -\infty} (\sigma_{22} - i\sigma_{12}) = 0, \lim_{x_2 \to -\infty} \omega = 0, \lim_{x_2 \to -\infty} \sigma_{11} = \sigma_{11}^{\infty}$$
(7)

275

In accordance with Freund L.B.[3] the local chemical potential for the surface can be defined

$$\mu(z_s,t) = \left[U(z_s,t) - \kappa(x_1,t) U_s(z_s,t) \right] \Omega$$
(8)

where Ω is an atomic volume.

The variation in chemical potential along the curved surface is written as

$$J = -K \frac{\partial \mu}{\partial s}, \quad K = \frac{D_s C_s}{k_b T}$$
(9)

here D_s is the surface self-diffusivity, C_s is the number of diffusion atoms per unit area, k_b is the Boltzmann constant, and T is absolute temperature.

Conservation of mass at each point along the free surface gives the normal velocity

$$v_n = -\Omega \frac{\partial J}{\partial s} \tag{10}$$

After that we solve mixed problem of plane elasticity for the biconnected domain (1) –(7) to find the surface energy density U_s and the elastic strain energy density U at the curved surface (1). We use a unified boundary perturbation method that we develop for a number of 2D problems of solid mechanics and applied recently to a film coating with a weakly curved surface [4] and a rough interface [5]. Based on a superposition principle, the Goursat-Kolosov complex potentials and Muskhelishvilli representation, a boundary perturbation technique, a solution of Riemann-Gilbert problem for the holomorphic functions and the properties of a Cauchy-type integral this method reduces the original boundary value problem to the successive solution of a system of the singular and hypersingular integral equations. Thus, a corresponding variation of a stress field is obtained in the first-order approximation

$$\sigma_{tt}^{s} = \sigma_{tt}^{s(0)} + \varepsilon \sigma_{tt}^{s(1)} + O(\varepsilon^{2}), \varepsilon_{tt} = \varepsilon_{tt}^{s(0)} + \varepsilon \varepsilon_{tt}^{s(1)} + O(\varepsilon^{2}),$$

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^{(0)} + \varepsilon \sigma_{ij}^{(1)} + O(\varepsilon^{2}), \varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^{(0)} + \varepsilon \varepsilon_{ij}^{(1)} + O(\varepsilon^{2})$$
(11)

Substituting functions U and U_s into (10) the rate of changing of the fluctuation amplitude can then be computed

$$\ln \frac{A_n(t)}{a_n} = P_n(\lambda, h_0, \lambda_1, \mu_1, \lambda_2, \mu_2, \lambda_s^1, \mu_s^1, \lambda_s^2, \mu_s^2, \gamma_0^1, \gamma_0^2, K, \sigma_{11}^{\infty})t, \ a_n = A_n(0).$$

References

- 1. Asaro R. J., Tiller W. A. Interface morphology development during stress corrosion crack-ing: Part I. Via surface diffusion // Metallurgical Transactions. 1972. Vol. 3. P. 1789–1796.
- Moridi A., Ruan H., Zhang L., Liu M. On the dependence of surface undulation on film thickness // J. Phys. Chem. Solids. 2014. Vol. 75. P. 500–504.
- Freund L.B. Evolution of waviness on the surface of a strained elastic solid due to stress-driven diffusion // Int. J. Solids Str. 1995. Vol. 32. P. 911–923.
- 4. Vikulina Yu.I., Grekov M.A., Kostyrko S.A. Model of film coating with weakly curved surface // Mechanics of solids. 2010. Vol. 45, № 6. P. 778–788.
- Grekov M., Kostyrko S. A film coating on a rough surface of an elastic body // J. Appl. Math. Mech. 2013. V. 77. P. 79–90.

СОЧЕТАНИЕ СТАТИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ ФОРМ ЭНЕРГИИ В АНГАРМОНИЧЕСКОМ ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

Слуцкер А.И., Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г.

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

Основным видом внутренней динамики в твердых телах выступает колебательное движение элементов структуры тела. В модели Эйнштейна твердое тело представляется ансамблем колеблющихся атомов: каждый атом осциллятор. При этом осцилляторы являются квантовыми – с дискретным спектром колебательной энергии. Волновые свойства движущихся атомов приводят к исключению состояния покоя атомов – к минимальному значению колебательной энергии, носящему название уровня «нулевой энергии». Если твердое тело рассматривается при температуре T =0, то во внутренней динамике доминирует нулевая энергия. При T > 0 появляется распределение атомов по тепловой энергии (энергии, превышающей нулевую) – распределение Больцмана [1].

В первом приближении осцилляторы принимаются гармоническими (когда имеется пропорциональность упругой возвращающей силы смещению атома от положения равновесия). Тогда классические колебания атомов являются симметричными относительно положения равновесия и среднее (по времени) значение координаты атома (отсчитываемой от положения равновесия) равно нулю. Соответственно равно нулю и среднее значение координат атома по ансамблю. Модель квантовых гармонических осцилляторов успешно описывает теплоемкость твердых тел и её температурную зависимость, а также и температурную зависимость средней колебательной энергии, включающей нулевую и тепловую составляющие внутренней энергии [1].

Однако, модель ансамбля гармонических осцилляторов не могла объяснить и описать целый ряд свойств и явлений в твердых телах. Прежде всего – термическое (тепловое) расширение твердых тел. А также – конечную длину пробега и время жизни фононов, температурную зависимость коэффициента термического расширения при высоких температурах, конечное значение разрывной прочности межатомных связей и др.

Поэтому для описания и анализа свойств реальных твердых тел привлекается модель ансамбля ангармонических квантовых осцилляторов [2]. Ангармонические осцилляторы – это колебательные системы, в которых колебания являются ангармоническими: прежде всего – ассиметричными относительно положения равновесия. Ангармоничность обусловливается тем, что жесткость межатомной связи на растяжение и на сжатие различается. В наиболее распространенных случаях жесткость связи на растяжение ниже, чем на сжатие. Такая ангармоничность приводит к тому, что средняя координата атома не равна нулю (как у гармонического осциллятора), и при этом смещение средней координаты с возрастанием энергии колебаний происходит в сторону растяжения связи [2].

Подчеркнем главное: при колебаниях отдельного ангармонического осциллятора статического растяжения связи не имеется. Имеет место только математическое среднее по времени растяжение, но не реальное физическое постоянное во времени растяжение.

В то же время хорошо известное термическое (тепловое) расширение реальных твердых тел объясняется именно ангармоничностью межатомного взаимодействия [3].

Подчеркнем здесь главное: термическое расширение твердых тел является вполне статическим явлением. При нагревании происходит увеличение размеров твердого тела на постоянную во времени величину (зависит от количества тепловой энергии, переданной телу). При макроскопических размерах тела колебания относительной величины теплового расширения чрезвычайно малы и практически могут считаться отсутствующими.

Это обстоятельство означает важное положение: межатомные связи в нагретом твердом теле реально растянуты статически (!) – как если бы к телу была приложена внешняя статическая растягивающая сила.

Напомним, что приложение к упругому телу растягивающей нагрузки (силы) вызывает и статическое растяжение всего тела (в меру модуля упругости тела), и упругое растяжение межатомных связей (измеряемое, например, методом рентгеновской дифракции). Тогда, исходя из величины приложенной нагрузки *P* и измеренного упругого растяжения тела *L*_p, находим работу, совершенную над телом, и тем са-

мым – прирост статической потенциальной энергии тела $E_{pot.p} = \frac{1}{2} P \cdot L_p$.

Обратимся к аналогичному по виду статическому растяжению (расширению) твердого тела, но вызванного действием не статической внешней механической силы, а ангармонической колебательной динамики атомов. Отметим, что регистрация статического теплового расширения тела позволяет заключить о статическом же упругом растяжении межатомных связей, которое измеряется методом рентгеновской дифракции (так же, как и для растянутого внешней силой тела) [4]. Чем же вызвано термическое растяжение тела? Следует учесть, что ангармоничность колебаний порождает статическую «силу теплового давления» $F_{\rm pr.}$ [5]. Это давление легко регистрируется и измеряется при нагревании твердого тела в условиях фиксации его размеров (т.е. препятствования термической силе и вызывает статическое растяжение механической силе и вызывает статическое растяжение механической силе и вызывает статической потен-

циальной энергии $E_{pot.T} = \frac{1}{2} F_{pr} \cdot L_T$.

Складывается своеобразная ситуация. С одной стороны – всю внутреннюю энергию нагретого (до температуры Т) тела можно считать тепловой (о нулевой энергии – см. ниже). С другой стороны – эта вся энергия является суммой двух составляющих: $E_{term} = \int_{0}^{T} C_{V}(T) dT$ (C_V – теплоемкость при постоянном объеме) и $E_{pot.T}$

- фактически механическая потенциальная энергия.

Отметим, что «привычная» классическая связь средней энергии атома в твердом теле с температурой $\langle E \rangle = 3\kappa T (\kappa - \text{постоянная Больцмана})$ относится только к составляющей $E_{\text{term.}}$ [6].

Поэтому возможны два варианта представления «структуры внутренней энергии» нагретого тела:

- вся энергия тепловая и является суммой двух составляющих тепловой энергии.

- только часть энергии является тепловой: $E_{\text{term.}}$ Другая же часть: $E_{\text{pot.T}}$ – порождена исходной тепловой энергией, введенной в твердое тело, но является результатом ангармонической «переработки» части тепловой энергии в статическую потенциальную энергию натяжения межатомных связей.

Отмеченный «двойственный» характер тепловой энергии, порожденный энгармонизмом межатомного взаимодействия, оказывается присущим и нулевой энергии [7]. При T = 0 (когда тепловая динамика отсутствует) имеет место нулевая динамика. Эта динамика не имеет формы классических «плавных» колебаний атомов, характеризуемых частотой и мгновенными значениями кинетической и потенциальной энергии атомов. Но в ангармонической потенциальной яме и эта динамика вызывает среднее (усреднение – квантовомеханическое) растяжение межатомных связей. Такое растяжение нельзя экспериментально зарегистрировать: не с чем сравнить! (в отличие от термического расширения – путем сравнения с ненагретым телом). Но это растяжение следует из квантовомеханических расчетов [8].

Тогда и в этом случае следует заключение о статической потенциальной энергии растяжения ангармонического тела. И «структура» внутренней энергии тела при T = 0 включает две составляющие: динамическую и статическую. И здесь возможны два варианта представления о структуре внутренней энергии тела при T = 0:

- вся энергия нулевая и является суммой двух составляющих нулевой энергии.

- только часть энергии является нулевой. Другая же часть – «обычная» статическая потенциальная энергия натяжения межатомных связей.

Положения о «структуре» внутренней энергии (нулевой и тепловой) ангармонических осцилляторов играют важнейшую роль при анализе энергетики реакции реальных твердых тел на упругое нагружение: термоупругий эффект – изменение температуры тела при нагружении и частотно-упругий эффект – изменение частоты колебаний атомов при нагружении.

Без представления о названных структурах внутренней энергии твердых тел и обменах между составляющими энергии при упругом нагружении тел оказывается невозможным объяснить энергетический баланс в данных эффектах.

И еще одно следствие из рассмотренной энергетики ангармонического твердого тела.

Ангармонический осциллятор можно аппроксимировать гармоническим осциллятором со сдвинутой в сторону растяжения потенциальной ямой (на величину ангармонического растяжения), с поднятым дном ямы (на величину потенциальной энергии ангармонического растяжения) и с уменьшенным коэффициентом линейной (гармонической) упругости (в меру ангармонического растяжения).

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН П-20, проект 10.3.

Список литературы

- 1. Ч. Киттель. Введение в физику твердого тела. М. Наука. 1982. 280 с.
- Г.Лейбфрид. Микроскопическая теория механических и тепловых свойств кристаллов. М.-Л. ГИФМЛ. 1963. 312 с.
- 3. Физ. энциклопедич. словарь. М. Изд-во «Советская энциклопедия». 1983. С.746.
- 4. G.T. Davis, R.K.Eby, Y.P.Colson. J. Appl. Phys. 1970. V.41. pp.4316-4321.
- 5. Я.И. Френкель. Кинетическая теория жидкостей. М. Изд-во АН СССР. 1975. 460 с.
- В.Л. Гиляров, А.И. Слуцкер, В.П. Володин, Л.А. Лайус. ФТТ. 1998. Т. 40. №8. сс.1548-1551.
- 7. А.И. Слуцкер, В.И. Бетехтин, А.Г. Кадомцев. Физика прочности и плстичности. 2014. №1. сс. 2-8.
- 8. В.Л.Гиляров, А.И.Слуцкер. ФТТ. 2010. Т.52. №3. сс.540-544.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРООБРАЗОВАНИЯ ПРИ ГОРЯЧЕЙ ДЕФОРМАЦИИ Ni-Cr-Fe ЖАРОПРОЧНОГО СПЛАВА

Коджаспиров Г. Е., Камелин Е. И., Коджаспиров В.Е.

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

Жаропрочные стали способны работать в условиях сложного напряжённого состояния при высоких температурах и одновременном воздействии агрессивной среды, что, как известно, достигается посредством формирования определённой структуры металлического материала. Одним из важнейших технологических переделов при изготовлении заготовок и конечных изделий является горячая пластическая деформация (прокатка, ковка и т.п.), в том числе в режиме высокотемпературной термомеханической обработки (ВТМО) [1–4]. Разработка оптимальной технологии горячего деформирования, обеспечивающей формирование того или иного размера зерна, требует проведения предварительных исследований с использованием физического моделирования.

В настоящей работе проводили экспериментальное исследование напряженнодеформированного состояния и эволюции структуры аустенитного сплава Ni–Cr–Fe при высокотемпературной пластической деформации с созданием модели для оценки динамической рекристаллизации, и конечно-элементную модель для прогнозирования развития рекристаллизации в различных частях по сечению изделия сложной формы.

Для моделирования структурообразования посредством оценки степени развития рекристаллизации в различных частях сечения заготовок сложного профиля использовали программный продукт на основе МКЭ для проектирования процессов ОМД – программу *DEFORM*.

На рис. 1 представлена схема течения сплава Ni-Cr-Fe в штампе.

Вычисление производили в соответствии с методикой, описанной в работе [5].

В данной работе решали симметричную неизотермическую задачу с использованием системы моделирования технологических процессов, предназначенной для анализа поведения металла при деформировании с использованием пакета программ DEFORM-3D. При моделировании штамповки учитывали процесса влияние деформационного разогрева металла, теплопередачу к инструменту в очаге деформации, теплоотдачу конвекцией, излучением.

По полученным данным кривых



Рис. 1. Схема течения сплава Ni–Cr–Fe

напряжение – деформация и теплофизическим свойствам сплава Ni–Cr–Fe, в пакете программ *Deform* создали модель пластической деформации при изготовлении заготовки выпускного клапана методом штамповки.

На рис. 2 представлена последовательность температурных изменений в поковке сплава Ni–Cr–Fe, а на рис.3 распределение деформаций по объему изделия. Из рис. 3 видно, что основная часть деформации поковки локализуется в зонах прилегающих к шейке штампа. На рис.4 приведены кривые, позволяющие оценить изменение температуры в зависимости от длительности подстуживания в различных частях конкретного изделия, получаемого методом штамповки.



Рис. 2. Схема температурного градиента поковки из Ni–Cr–Fe сплава

Рис. 3. Распределение деформаций в поковке



Рис. 4. Температурно-деформационное состояние в процессе штамповки

Результаты конечно-элементного моделирования вышеуказанных параметров позволяют оценить развитие рекристаллизации в конкретной точке по объему заготовки (изделия) в результате штамповки, что в свою очередь, позволяет оценить как сопротивление пластической деформации так и уровень механических свойств.

Заключение

Метод конечных элементов является эффективным способом оценки распределения рекристаллизованных объемов по сечению деформируемой заготовки с различным профилем. С помощью физического моделирования динамической рекристаллизации, и последующего применения программы *DEFORM*, можно прогнозировать распределение рекристаллизованных объемов по сечению заготовки сложного профиля.

Результаты моделирования динамической рекристаллизации при изготовлении заготовок сложного профиля сечения позволяют оптимизировать технологический процесс пластического формообразования и резко сократить затраты на разработку технологии.

Список литературы

- 1. Григорьев А.К., Коджаспиров Г.Е. Термомеханическое упрочнение стали в заготовительном производстве. Ленинград: Машиностроение, 1985, 143 с.
- 2. Горелик С.С., Добаткин С.В., Капуткина Л.М. Рекристализация металлов и сплавов. М: МИСиС, 2005. 432 с.
- Коджаспиров Г.Е., Рудской А.И., Рыбин В.В.- Физические основы и ресурсосберегающие технологии изготовления изделий пластическим деформированием. СПб.: Наука, 2007. 350 с.
- 4. G.E.Kodjaspirov (Kodzhaspirov), Insoo Kim-Thermomechanical Processing of Steels, St.Petersburg:SPbSPU, 1998, 185 p.
- А. И. Рудской, Г. Е. Коджаспиров, М. И. Терентьев. Эволюция структуры и свойств сплава Ni-29Cr-9Fe при высокотемпературном пластическом деформировании: эксперимент и моделирование., СПб.: Деформация и разрушение материалов, №5, 2013, с.43 – 48.

НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ КИНЕТИКИ ПОВРЕЖДАЕМОСТИ ПРИ СТАТИЧЕСКОМ ДЕФОРМИРОВАНИИ И ПАРАДИГМА САМООРГАНИЗОВАННОЙ КРИТИЧНОСТИ

Лексовский А. М., Баскин Б.Л.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С-Петербург, Россия albert.leksowskij@mail.ioffe.ru

Давно известно, что в твердом теле под длительной нагрузкой имеет место накопление повреждений и деградация пластических свойств. В металлах фиксируется при этом возрастание искажений кристаллической решетки, в волокнистых композитах увеличение внутренних напряжений. Общепринято считать, что в деформируемом твердом теле последовательно реализуется цепочка метастабильных состояний. В настоящее время проблема связи накопления поврежденности и макроразрушения тела как единого целого часто обсуждается с позиций представлений / парадигмы самоорганизованной критичности, формальным признаком которой служат степенные (без каких-либо характеристических особенностей) распределения пространственных, временных и энергетических параметров процесса деформирования. С этих позиций сегодня ещё не удается понять, начиная с какой стадии или масштаба, где и когда медленная квазистационарная фаза структурных преобразований и, в первую очередь, массовое образование трещин микро/мезо масштаба выйдет на "обострение" - формирование "очага разрушения", т.е. провоцируя лавину событий, затрагивающих всю систему в целом [1]. Представляется, что существенное продвижение в этом направлении возможно лишь при включении в рассмотрение прямых данных о поведении таких "очевидных" физических носителей поврежденности, как микро/мезо трещины.

Рассмотрим, как зарождается и как может развиваться ансамбль микро/мезо трещин. Что сегодня известно [2] о единичной микро/мезо трещине: а) – она рожда-

ется взрывообразно, первоначально большая скорость за ~ 0.1 сек падает до уровня стационарной скорости пластической деформации; б) – размер её на этой стадии зависит от уровня запасенной энергии и диссипативных свойств материала; в) - при этом ведущая роль в перераспределении локальных напряжений принадлежит релаксационному механизму. Обратимся к методу акустической эмиссии в варианте линейной локации в применении к модельному материалу – композиту Al-B с однонаправленным расположением высокомодульных и высокопрочных борных волокон диаметром 100 µm. При небольшом объемном содержании V_f по достижении разрывной деформации волокон (~1%) имеет место массовое дробление волокон, что, как известно, создает в матрице / в объеме образца ограниченное число трещин масштаба структурного элемента. Методом локации сигналов акустической эмиссии (АЭ) появление трещин размером 10-100 µm надежно отслеживается [3], что позволяет рассматривать развитие событий в реальном масштабе времени. Сигналы АЭ от разрывов волокон (A > 280 mV) хорошо отделяются от сигналов других низкоамплитудных (A < 280 mV) источников [3].

На рис. 1 представлена 3D АЭ диаграмма образца D16T- B(1%) в области массового дробления волокон (950 – 1300 s), скорость деформирования 0.118 mm/min.



Рис.1.

Процесс дробления волокон (A > 280 mV) после старта в случайном сечении в дальнейшем развивается одновременно и последовательно в двух разных направлениях. Как можно видеть, в силу совместного деформирования появление группы разрывов масштаба структурного элемента вызывает перераспределение напряжений и провоцирует развитие такого же процесса в соседнем, менее поврежденном сечении. Поскольку интервалы времен следования сигналов АЭ много больше 1 ms, то временные характеристики коррелирован ных разрывов волокон в сечении образца определяются релаксационными свойства-ми матрицы. При использованных скоростях деформирования (0.017-0.545 mm/min) область массового дробления волокон занимает по деформации ~ 2.5%, а стадия коррелированного трещинообразования сокращается с 2000 s до 60 s. Многочисленные (10-15) попытки строго последо-

вательно зарождающихся трещин (общим числом в каждом эксперименте ~ 800) масштаба структурного элемента (~150 µm) не привели к формированию неравновесной макротрещины даже при скорости генерации до 35 s⁻¹. Из 3D-диаграммы АЭ видно, как каждый очередной всплеск процесса коррелированных разрывов заканчивается (в полном соответствии с условием совместности деформи-рования) переключением на менее поврежденный соседний объем (с бо́льшим эффективным модулем упругости). Изменением скорости деформирования и температуры испытания [3] экспериментально показана возможность реализации как дискретного, так и коррелированного трещинообразования. Оказалось возможным в данных кон-



кретных условиях эксперимента выявить зависимость (рис. 2) времени задержки разрыва волокна, соседнего с разрушенным, от амплитуды сигнала АЭ, т.е. от величины освобождаемой энергии при разрыве волокна. Эта зависимость иллюстрирует дальнодействие вновь возникающего дефекта.

Как видим, формирование неравновесной макротрещины определяется не только темпом генерации трещин, но и диссипативной способностью системы как единого целого. В этой связи рассмотрим другой крайний случай на примере такого же композита, но с объемной долей воло-

кон *V*_f ≈ 43% (в сечении ~ 500 волокон). В таких композитах диссипативные свойства, как правило, достаточно низки.

На рис.3 представлена вся последовательность сигналов АЭ при деформировании композита АМГ61- В(43%) со скоростью 0,118 мм/мин, 20° С. Всего было зарегистрировано 21 сигнал, из них 13 от разрывов волокон. Коррелированные разрывы пред-ставляют 4 последних сигнала с временем регистрации: 228,953 s; 228,967 s; 228,980 s и 228,994 s. Характерное время нарастания напряжения на волокне, соседнем с разрушенным, Δt составляет примерно 12–15 ms.

На рис. 4 показано распределение тех же АЭ сигналов по длине образца. Как видно, стесненность деформации в такой плотно упакованной системе привела к предельной локализации процесса разрыва волокон в последние 40 ms деформирования. При 300° C в таком же образце наблюдается порядка 30 разрывов волокон с менее выраженной локализацией в финале.



Рис.3.



Естественно, возникает вопрос, почему интенсивный процесс корелированного образования ~ 800 трещин в случае рис. 1 не привел к образованию неравновесной макро трещины, а в случае рис.4 коррелированное рождение всего 4-х таких же трещин вызвало макроразрушение? В обоих случаях перераспределение локальных напряжений, как видим, происходит по релаксационному механизму, а не по законам упругости. При разрыве волокон освобождается одна и та же величина энергии (локальный всплеск скорости деформации может достигать 30-100 раз !), но окружение в этих 2-х случаях, как видим, реагирует по-разному. "Поврежденность", если считать по количеству рожденных трещин, в первом случае на порядок больше. Есть ли "критическая" поврежденность? По-видимому, поврежденность это не только фиксированная величина структурных изменений / искажений, при этом инструментальной мерой структурной деградации может быть тангенс механических потерь. Представляется, что поврежденность является "время зависимым" / кинетическим параметром и при данной скорости пластической деформации определяется как динамическое соотношение освобождаемой энергии при случайном дискретном структурном изменении и возможностью реализации диссипативной способности: а – значительной локальной области – в случае образования макро трещины, или б – тела как единого целого – это вязко-хрупкий переход.

Таким образом, применение линейной локации АЭ события в выбранной модельной композитной системе определило инструментальную возможность проследить за эволюцией процесса трещинообразования достаточно детально.

В итоге, есть все основания считать, что наблюдаемая в экспериментах стадийность структурной эволюции определяется дискретностью её "элементарных" актов и релаксационным механизмом перераспределения локальных напряжений. В местах неоднородного развития пластической деформации с накоплением всех элементарных носителей и, соответственно, увеличением латентной энергии в определенный момент её величина оказывается достаточной для старта "обострения" процесса ,т.е. для дискретного структурного перестроения следующего масштабного уровня.

Список литературы

- 1. Макаров П.В. // Физическая мезомеханика, 2010, т.13, 5, 97-112
- 2. Лексовский, AM; Баскин, БЛ,// ФТТ, 2011 т.53, 6, 1157-1168
- Лексовский, АМ; Абдуманонов, А; Баскин, БЛ; Тишкин, АП// ФТТ, 2013, т.55, 12: 2392-2397.

ОБРАЗОВАНИЕ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ СИСТЕМ Сu–Zn, Ag–Cu

Пилюгин В.П., Гапонцева Т.М., Толмачев Т.П., Солодова И.Л.

Институт физики металлов, Екатеринбург, Россия, pilyugin@imp.uran.ru

Представляет интерес исследование эволюции микроструктуры и вида изломов образцов механически синтезируемых сплавов от степени деформации и температуры. Объектами исследования выбраны системы неограниченной растворимости Си– Zn с отрицательной энтальпией смешения J = -11 кДж/моль и ограниченной растворимости с положительной энтальпией смешения Cu–Ag, J = +5 кДж/моль. В качестве метода обработки при механосинтезе выбран метод вращаемых наковален Бриджмена, позволяющий контролировать давление, температуру и степень деформации.

Основной целью работы являлось исследование эволюции микроструктуры и механических свойств смесей Cu–Zn, Cu–Ag от величины холодной (290 K) и низкотемпературной (80 K) пластических деформаций (ПД) и измерения энерго-силовых параметров обработки металлов в процессе деформации.

Исследовали порошковые смеси состава, % (ат.): 80 Сu+20 Zn (область алатуни на равновесной фазовой диаграмме) и % (ат.): 80 Сu+20 Ag (область отсутствия растворимости на равновесной фазовой диаграмме). Применяли порошковые материалы: меди 99,7% после химического восстановления, частицы длиной 30–100 мкм и 10–60 мкм в поперечнике. Цинк ЧДА и серебро 99,99%, в виде стружки толщиной до 10 мкм, шириной 100–200 мкм и длиной 100–500 мкм. Для изучения структуры и определения термической стабильности синтезируемых сплавов применяли методы PCA - рентгеновской дифрактометрии на отражение (ДРОН - 1УМ) и на просвет в синхротронном излучении, ПЭМ - просвечивающей микроскопии, фрактографии с помощью СЭМ - электронной сканирующей микроскопии. Для изучения механических свойств измеряли in situ сопротивление сдвиговой деформации от степени деформации и микротвердость.

Рассмотрим результаты по системе Cu-Zn. СЭМ фрактография изломов показала, что малая истинная ПД порошковой смеси металлов *e* = 1,7 (поворот наковален на φ = 15°) при 290 К приводит к изменению формы частиц: сплющиванию и вытягиванию в направлении кручения. Частицы спрессовываются в конгломерат, между частицами обнаруживаются трещины, возникшие вероятно, во время снятия давления и последующего излома образцов. С увеличением ПД вытянутость частиц растет, толщина уменьшается, и при $e \le 4,8$ ($n \le 1$, n – число оборотов наковален) образец представляет собой цельный, без трещин, тонкослоистый (2-5 мкм) по ламинарному типу течения, конгломерат. Увеличение e до 6,5 (n = 5) приводит к изменению типа излома: исчезает тонкая слоистость, его поверхность более однородна. Встречаются участки с гладкой поверхностью разрушения, что характерно для хрупкого излома, и перетяжки, соответствующие вязкому типу разрушения. Такая структура характеризует раствор, по данным РСА и ПЭМ, не достигший гомогенности. После $\Pi \square e = 7,5$ (*n* = 15) характер разрушения радикально изменяется: изломы приобретают вид камневидного разрушения со сложным рельефом. Данный вид изломов проявляет уже гомогенный твёрдый раствор 80 Cu+20%Zn. Снижение температуры ПД Cu-Zn системы до 80 К показало различие в характере изломов, обусловленное замедлением процессов изменения формы и свариваемости частиц. После большой криогенной ПД в образцах все еще сохраняется слоистость, хотя прослойки становятся тоньше, появляются сплошные области, утратившие слоистость и разрушаюциеся по гладкой поверхности. Процессы вытягивания в слои, сваривания в конгломерат и взаимного растворения существенно замедляются. Образование твёрдого раствора наступает при существенно больших степенях ПД, e = 15-18 ($n \ge 30$), что и показано методом рентгеновской дифрактометрии (рис.1). Криодеформация вызывает аналогичные процессы, но с существенным замедлением их кинетики.



Рис. 1. Рентгенограммы для образцов системы Cu–Zn, полученных механосплавлением при КВД по различным режимам и температуре 290 К: $1 - n = 15^{\circ}$ (e = 1,7); $2 - n = 90^{\circ}$ (e = 3,5); $3 - n = 180^{\circ}$ (e = 4,1); 4 - n = 1 оборот (e = 4,8); 5 - n = 3 оборота (e = 5,9); 6 - n = 5 оборотов (e = 6,4); 7 - n = 10 оборотов (e = 7,1); 8 - n = 15 оборотов (e = 7,5); 9 - n = 30 оборотов (e = 8,2); 10 - трехступенчатый режим повторения обработок

Перейдём к системе Cu–Ag. При малых ПД фрактография разрушения образцов имеет общие черты с Cu–Zn образцами. После больших ПД, в действие вступают механизмы, действующие на уровне тонкой структуры, и проявляются сильные различия в фрактографии Cu–20Zn и Cu–20Ag растворов.

Характерной особенностью разрушения Cu–20Ag образцов после сверхбольших e = 15-18 ($n \ge 30$) является «зернистость» излома, около 150–200 нм. Она уменьшается до 50–60 нм после ещё большей ПД, n = 40-45. По данным ПЭМ размер кристаллитов 20 нм. Растворы Cu–Ag являются нестабильными и испытывают частичный распад, что и проявляется в «зернистости» излома. На рис.2 показано, что разрушение аналогично излому с включениями второй фазы.

Мегапластическая деформация вызывает образование неравновесного твердого раствора Cu–Ag, отжиги которого приводят к его распаду, рис 3.

Измерение сопротивления сдвигу in situ в процессе деформации под давлением отражает структурное состояние деформируемых смесей металлов. Установлено, что сопротивление деформации для смесей не достигает насыщения при 10 и более оборотах наковален (рис.4), что свидетельствует о длительности и продолжении процессов структурной фрагментации и образования твёрдых растворов.

Равновесие между фрагментацией и динамической рекристаллизацией формирующихся и тут же частично распадающихся растворов наступает по достижении размеров фрагментов около 20 нм, что и выражается прекращением роста коэффициента деформационного упрочнения системы при мегапластических деформациях
на n = 35-40 оборотов ($\varepsilon = 19-20$). В то время как для порошков чистых меди и серебра, уже после n = 0,5-1,0 оборотов ($\varepsilon = 4,1-4,9$) коэффициенты деформационного упрочнения прекращают рост (рис.4) за счёт установления динамического равновесия процессов образования и аннигиляции и стока точечных и линейных дефектов кристаллической решётки. При этом величина сопротивления сдвигу τ , например для смеси Cu-20 at.% Аg выше на порядок аналогичных величин для чистых элементов.



Рис. 2. СЭМ излом Cu-20aт.%Ag сплава ПД, *n* = 44 при 290 K, x 50 000.



Рис. 3. СИ рентгеновские дифрактограммы сильнодеформированных смесей Cu–20 at.%Ag. Нижняя – твердый раствор после механосинтеза, верхняя – механосинтез + отжиг при 300° С, 5 минут



Рис. 4. Сопротивление сдвиговой деформации от угла поворота *n* и степени деформации ε для чистого серебра, деформированного на 1 оборот наковальни; чистой меди, деформированной на 2,5 оборота наковальни; порошковой смеси Cu – 20% at. Ag, деформированной на угол более 3 оборотов наковальни (до 10).

Изучено влияние снижения температуры до 80 К на кинетику образования Сu–Ag твёрдых растворов. Снижение температуры деформации до температуры жидкого азота, блокирует процессы распада, но в то же время и замедляет процессы как фрагментации, так и образования точечных дефектов, имеющих существенное значение для механодиффузии. Тем самым существенно замедляется кинетика формирования неравновесных твёрдых растворов Cu-Ag как и в случае с системой Cu– Zn.

Работа выполнена при поддержке проектов Президиумов РАН и УрО РАН 12-П-2-1053, 12-П-2-1016.

ДЕФОРМАЦИЯ В КАМЕРЕ БРИДЖМЕНА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ НИКЕЛИДА ТИТАНА, ЖЕЛЕЗА И ЦИРКОНИЯ

Сундеев Р.В.^{1,2}, Шалимова А.В.¹, Глезер А.М.^{1,2}

¹ ФГУП ЦНИИчермет им. И.П.Бардина, Москва, Россия ² МГУПИ, Москва, Россия sundeev55@yandex.ru

В современной науке и технике одной из основных задач является разработка новых функциональных материалов с высоким уровнем эксплуатационных свойств. Одним из перспективных направлений получения нанокристаллических материалов с высоким уровнем физико-механических свойств являются методы мегапластической (интенсивной) деформации (МПД), в частности деформации кручением под высоким квазигидростатическим давлением (КВД) в камере Бриджмена. В литературе имеются лишь отдельные попытки объяснить природу структурных и фазовых изменений, происходящих в материале при МПД. Вместе с тем, для создания функциональных материалов нового поколения путем целенаправленного воздействия на их структуру необходимо систематическое изучение основных закономерностей структурно-фазовых превращений, протекающих в материале в ходе МПД. Основная цель настоящей работы заключается в систематическом изучении и комплексном анализе основных закономерностей структурных и фазовых превращений в аморфных и кристаллических сплавах на основе никелида титана, железа и циркония, включая аморфизацию и кристаллизацию, в процессе мегапластической деформации при кручении под высоким квазигидростатическим давлением.

В качестве материала исследования были выбраны следующие аморфные сплавы: Ti₅₀Ni₂₅Cu₂₅, Ni₅₀Ti₃₀Hf₂₀, Zr₅₀Ni₁₈Ti₁₇Cu₁₅, Fe₇₈B_{8,5}Si₉P_{4,5}, Fe₈₃C₁₃B₄, Fe₈₀B₁₃Si₇, Fe₇₆Cr₁₆Zr_{4,5}B₃C_{0,5}, Fe₅₈Ni₂₅B₁₇, Fe₅₇Co₂₄Cr₁₆B₃ и Fe₅₀Ni₃₃B₁₇. Аморфные сплавы получали методом закалки из расплава (спиннингования). Параметры кристаллизации аморфных сплавов определяли с помощью метода дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК). Скорость нагрева образцов в калориметре составляла 20 град/мин. МПД аморфных и кристаллических сплавов проводили методом КВД. Эксперименты осуществляли при квазигидростатическом давлении 4 ГПа при комнатной температуры. Полное число оборотов подвижной наковальни при деформации составляло $n = \frac{1}{4}, \frac{1}{2}, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9$. В отдельных экспериментах квазигидростатическое сжатие проводили без кручения. Скорость вращения подвижной наковальни составила 1 об/мин. Кристаллические образцы для деформации были получены отжигом аморфного состояния всех изученных сплавов. После отжига сплавы $Ni_{50}Ti_{30}Hf_{20}$, $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$ находились в практически однофазном кристаллическом состоянии, сплав $Zr_{50}Ni_{18}Ti_{17}Cu_{15}$ – в двухфазном состоянии и сплав $Fe_{78}B_{8.5}Si_9P_{4.5}$ - как в однофазном (1), так и в двухфазном (2) состояниях. Методом РСА были определенны изменения объемной доли кристаллической фазы (*V*) для всех изученных сплавов по мере увеличения *n*. Наклон зависимостей $V^*(n)$ характеризует значение склонности к деформационной аморфизации (СДА) $\xi_c = |dV^*/dn|$.

Из рис. 1 видно, что в одинаковых условиях деформации, исходно однофазные кристаллические сплавы на основе никелида титана - $Ni_{50}Ti_{30}Hf_{20}$ и $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$ и исходно однофазный сплав $Fe_{78}B_{8.5}Si_9P_{4.5}$ достаточно легко аморфизуются, тогда как исходно двухфазные сплавы - $Zr_{50}Ni_{18}Ti_{17}Cu_{15}$ и $Fe_{78}B_{8.5}Si_9P_{4.5}$ аморфизуются слабо. При деформации сплава $Fe_{78}B_{8,5}Si_9P_{4,5}$ (2) объемная доля ОЦК-фазы α -(Fe–Si) после деформации практически не меняется, а аморфизация сплава происходит, главным образом, за счет уменьшения объемная доля тетрагональной фазы $Fe_3(B,P)$. Подобным же образом происходит частичная аморфизация сплава $Zr_{50}Ni_{18}Ti_{17}Cu_{15}$: значение объемная доля кристаллической фазы медленно снижается за счет уменьшения объемной доли фазы Zr_2Ni . При этом объемная доля фазы Лавеса в процессе деформации практически не изменяется.



Рис. 1. Зависимость V^* кристаллической фазы сплавов от значения *n*: 1 – Ni₅₀Ti₃₀Hf₂₀, 2 – Ti₅₀Ni₂₅Cu₂₅, 3 – Fe₇₈B_{8.5}Si₉P_{4.5} (1), 4 – Fe₇₈B_{8.5}Si₉P_{4.5} (2), 5 – Zr₅₀Ni₁₈Ti₁₇Cu₁₅.

Из анализа полученных результатов можно выделить три основных фактора, определяющих СДА кристаллических твердых тел. Механический фактор определяет склонность к накоплению в кристалле деформационных дефектов при механическом воздействии и зависит в первом приближении от значения модуля сдвига. Термодинамический фактор определяется значением свободной энергии (термодинамической устойчивостью) кристаллических фаз, участвующих в процессе деформации. Концентрационный фактор определяет склонность к протеканию диффузионных процессов, необходимых для изменения химического состава кристаллических и аморфных фаз в процессе деформации.

Нами было проведено сравнение СДА (при КВД) и склонности к термической аморфизации (СТА) (при закалке из жидкого состояния) для двух сплавов Ti₅₀Ni₂₅Cu₂₅ и Zr₅₀Ni₁₈Ti₁₇Cu₁₅. Первый из них обладает в соответствии с рис.1 очень

высокой СДА, ($\xi_c = 45,5$), а второй – весьма низкой ($\xi_c = 2,5$). В то же время СТА (значение критической толщины $t_{\kappa p}$ ленты, закаливаемой из расплава) в этих сплавах прямо противоположное: сплав Zr₅₀Ni₁₈Ti₁₇Cu₁₅ относится к легко аморфизируемым сплавам ($t_{\kappa p} \approx 1$ мм) и может быть отнесен к группе объемных аморфных сплавов, а сплав Ti₅₀Ni₂₅Cu₂₅, наоборот, имеет весьма низкую СТА ($t_{\kappa p} \approx 50$ мкм). Таким образом, в работе показано, что СДА и СТА контролируются различными физическими параметрами и могут, следовательно, существенно различаться.

Для проверки имеющегося в литературе предположения о том, что причиной деформационной кристаллизации аморфных сплавов является локальный адиабатический разогрев в полосах сдвига был поставлен специальный эксперимент. Аморфные сплавы Fe₈₃C₁₃B₄, Fe₈₀B₁₃Si₇, Fe₇₆Cr₁₆ZI_{4,5}B₃C_{0,5}, Fe₅₈Ni₂₅B₁₇, Fe₅₇Co₂₄Cr₁₆B₃ и Fe₅₀Ni₃₃B₁₇, близкие по химической природе, но имеющие различные значения температуры кристаллизации ($T_{\kappa p}$), деформировали методом КВД в одинаковых условиях ($n = 1, P = 4\Gamma\Pi a$, комнатная температура). Значение V для кристаллической фазы, возникшей после МПД, рассчитывали на основании ДСК анализа. Однако, способность к локальному разогреву (диссипативная способность) полос сдвига у исследованных аморфных сплавов неодинакова и зависит при прочих равных условиях от физических параметров, определяющих тепловые характеристики аморфной матрицы в области полосы сдвига. Чтобы учесть это обстоятельство, были сделаны теоретические оценки локального повышения температуры в полосе сдвига $T_{\Pi C}$ для различных изученных аморфных сплавов.

Из рис. 2 видно, что наблюдается явная тенденция к изменению V в зависимости от $T_{\kappa p}$, причем, чем ниже значение $T_{\kappa p}$, тем выше значение V.

Таким образом, для всех изученных аморфных сплавов на основе железа чем ниже значение $T_{\kappa p}$ сплава, тем большие значение V кристаллической фазы наблюдается после МПД при одинаковых условиях деформации. Этот результат подтверждает гипотезу о том, что локальное повышение температуры в деформационных полосах сдвига является основной причиной эффекта нанокристаллизации аморфных сплавов в процессе МПД.



Рис. 2. Корреляция между значениями *V* и $T_{\kappa p}$ для аморфных сплавов Fe₅₀Ni₃₃B₁₇ (1), Fe₅₈Ni₂₅B₁₇ (2), Fe₈₃Cr₁₃B₄ (3), Fe₅₇Co₂₄Cr₁₆B₃ (4), Fe₈₀B₁₃Si₇ (5) и Fe₇₆Cr₁₆Zr_{4,5}B₃C_{0,5} (6) с учетом различной диссипативной способности полос сдвига.

На основании полученных теоретических оценок локального повышения температуры в полосе сдвига ($T_{\Pi C}$) можно сделать предположение, что кристаллизация в полосах сдвига происходит при температурах более низких и за более короткие промежутки времени, чем при обычном отжиге без деформации. В связи с этим нельзя полностью исключить из рассмотрения дополнительный фактор – влияние на деформационную кристаллизацию повышенной концентрации областей избыточного свободного объема в деформационных полосах сдвига.

В предположении, что рост кристаллов в полосах сдвига при МПД, как и при обычном отжиге, полностью определяется механизмом диффузионного массопереноса, было установлено, что коэффициенты диффузии в этих двух случаях могут сильно различаться. Для оценки относительной диффузионной подвижности атомов при кристаллизации в полосах сдвига при деформации и при обычных термических воздействиях рассматривались состояния с одинаковым значением V кристаллических воздействиях рассматривались состояния с одинаковым значением V кристаллических в в печи (370 °C, 2 ч.). В результате были сделаны теоретические оценки отношение свободного объема в полосах сдвига при деформации ($v_{f dep}$) и при отжиге ($v_{f omж}$).

Полученное значение $\frac{\upsilon_{f \, de \phi}}{\upsilon_{f \, om \, sec}} \approx 1,1$ количественно соответствует экспериментально

установленной в работе [1] повышенной на 10 % концентрации областей свободного объема в деформационных полосах сдвига.

Таким образом, явление деформационной кристаллизации в полосах сдвига при МПД аморфных сплавов может быть объяснено только с помощью одновременного учета эффектов локального повышения температуры и концентрации областей свободного объема в деформационных полосах сдвига.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 12-02-00860 и 14-02-00271).

1. Donovan P.E., Stobbs W.M. The structure of shear bands in metallic glasses // Acta metall. 1981. V. 29. № 11. P. 1419-1436.

МНОГОМАСШТАБНАЯ КИНЕТИКА ПОВРЕЖДЕННОСТИ И НЕКОТОРЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПЕРЕХОДА К РАЗРУШЕНИЮ

Наймарк О.Б.

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

Многомасштабная кинетика локализации поврежденности

В [1, 2] установлено, что кинетика поврежденности на предкритической стадии разрушения обнаруживает признаки универсальности, соответствующие автомодельным решениям уравнения эволюции поврежденности для параметра плотности дефектов p, который может быть ассоциирован с деформацией, определяемой «геометрическим» вкладом дефектов в полную деформацию. В соответствии с этими решениями локализация поврежденности развивается в ходе зарождения коллективных мод в ансамблях дефектов, развивающихся в «режимах с обострением» на спектре пространственных масштабов $L_H = kL_c$, k = 1, 2, ...K:

$$p = g(t) f(\xi), \xi = x/L_c, \ g(t) = G(1 - t/\tau_c)^{-m},$$
(1)

где τ_c – так называемое, время обострения, соответствующее условию $p \to \infty$ при $t \to \tau_c$ для автомодельного профиля $f(\xi)$, локализованного на масштабе L_C ; G > 0, m > 0 – параметры кинетического уравнения, определяющие скорость уменьшения свободной энергии при росте поврежденности. Масштаб L_c является параметром автомодельного решения, который ассоциируется с минимальным масштабом области локализации поврежденности. Автомодельная природа данных коллективных мод имеет большое значение для случая динамического нагружения, когда «возбуждение» данных мод может привести к подчинению релаксационных процессов и разрушения динамике данных мод. Примерами этой ситуации являются переходы от устойчивого режима распространения трещин к режиму с ветвлением, качественные изменения статистики фрагментации с увеличением интенсивности нагружения, автомодельные признаки множественного откола (эффект «динамической ветви» при отколе), эффект «задержанного» разрушения»).

Эффекты множественного откола и динамического распространения трещин

Интерес представляет множественная многомасштабная кинетика развития поврежденности и перехода к разрушению при ударном нагружении квази-хрупких материалов (керамик, стекол, полимеров). Эксперименты установили, что разрушение, инициированное импульсным растяжением, сопровождается формированием множественных очагов разрушения, имеющих вид зеркальных зон с размером, определяемым интенсивностью нагружения (крутизной волнового импульса) в соответствующих сечениях образца. Многоочаговый характер формирования разрушения и «эффект динамической ветви» при отколе имеют имею аналогичную природу с эффектом перехода от устойчивого к режиму «ветвления» при динамическом распространении трещин. Эксперимент по динамическому нагружению проводился для цилиндрических образцов (диаметр 10–12 мм и длиной 100–200 мм) ПММА и ультрафарфора (85% Al₂O₃, 15% SiO₂), рис.1.

Нагружающий импульс ударного сжатия возбуждался в стержнях с использованием легко-газовой установки. Параметры импульса и время разрушения определялись методом дифференциальной лазерной интерферометрии и представлены в виде зависимости времени разрушения t_c в зависимости от амплитуды импульса σ_a [2, 3]. Множественные зеркальные зоны с одинаковым размером формировались в различных сечениях ударно нагруженного образца, когда амплитуда напряжений превышала некоторое критическое значение, соответствующее переходу о квазистатической (термоактивационной) зависимости к «динамической ветви» разрушения. Точка перехода соответствует качественным изменениям фрактографического образа поверхности разрушения: зарождению очага разрушения (зеркальной зоны) около свободной поверхности стержня для квазистатической ветви к множественным очагам с характерным размером, определяемым крутизной волнового фронта в соответствующем сечении откола. Низкая чувствительность времени разрушения t_c от амплитуды напряжения σ_a отражает характерную нелинейность кинетики поврежденности, соответствующую автомодельному режиму «обострения» и резонансному возбуждения очагов разрушения (зеркальных зон) с низкой чувствительностью к амплитуде нагружающего импульса.



Рис. 1. Время разрушения t_c для ударно-нагруженного образца ПММА (1) и ультрафарфора (2) в зависимости от амплитуды напряжения σ_a . Вставка: схематическое изображение поверхности разрушения с зеркальными зонами [6]

Аналогичная «низкая чувствительность» к приложенному напряжению наблюдалась в экспериментах по динамическому распространению трещин в предварительно нагруженной пластине ПММА [1,4]. Поле напряжений на диаграмме «скорость трещины V в зависимости от приложенного напряжения σ » представлена на рис.2 в соответствии с результатами скоростной регистрации (камера REMIX REM 10–8, время задержки между кадрами 10 µs). Три характерных режима динамики трещин были установлены для различных диапазонов скорости распространения: устойчивый $V < V_C$, режим с ветвлением $V > V_C$ и режим фрагментации $V > V_B$, когда множественные ветви основной трещины обнаруживают автономное поведение (рис.2, 3). Устойчивый режим распространения трещины является следствием подчинения кинетики ее распространения кинетики поврежденности автомодельному распределению напряжений, определяющему величину коэффициента интенсивности напряжений.

Точка бифуркации V_C ($V_C \approx 0.4 V_R$, где V_R – скорость волны Релея) соответствует переходу к режиму, когда зарождение «дочерних трещин», зеркальных зон, инициируемых локализацией поврежденности «в режиме с обострением», возмущает устойчивый режим. Наблюдаются качественные изменения фрактографии поверхности разрушения при переходе между данными режимами: от однородной зеркальной зоны при $V < V_C$ к множественным зеркальным зонам для $V > V_C$, рис.4. Переходы к режиму фрагментации для $V > V_B$ аналогичен режиму «динамической ветви» при отколе: низкая чувствительность скорости трещины к амплитуде напряжений. Значение критической скорости $V_C \approx 330$ m/s и размер зеркальной зоны $L_C \approx 0.3$ mm позволяет оценить характерное время t_c , соответствующее наступлению неустойчивого режима $t_c = L_C/V_C \approx 1 \cdot 10^{-6}$ s, которое близко к характерному времени перехода к режиму «динамической ветви» при отколе.



Рис. 2. Качественные картины распределения напряжений для режимов распространения трещин: устойчивого $V < V_C$, режима с ветвлением $V > V_C$ и режима фрагментации $V > V_B$



Рис. 3. Скорость трещины V в зависимости от напряжения σ .



Рис. 4. Поверхность разрушения для «медленных» (слева, $V < V_C$) и «быстрых» $V_B > V > V_C$ трещин

Статистика фрагментации, «резонансное» инициирование разрушения

Существование трех характерных ветвей нелинейной динамики трещин и автомодельных закономерностей множественного откольного разрушения инициировала исследование статистических особенностей фрагментации и специального случая инициирования разрушения, так называемых «волн разрушения», наблюдаемых при ударно-волновом нагружении стекол и керамик. Статистика фрагментации исследовалась в условиях «in-situ» эксперимента по ударному нагружению цилиндрического образца плавленного кварца, регистрации временной последовательности сигналов фрактолюминесценции, ассоциированных с инициированием очагов поврежденности, и последующего анализа статистики фрагментации «сохраненных» образцов методом прецизионного взвешивания [5–7]. Временная последовательность фрактолюминесценции и распределение фрагментов по размерам обнаруживают степенную статистику (характерную для 1/f-шума), характерную для неравновесных критических систем в условиях самоорганизованной критичности (СОК). Сопоставление с экспериментальными данными нелинейной динамики трещин в переходной области между стадиями II и III и автомодельная кинетика разрушения вследствие зарождения множественных зеркальных зон в условиях «динамической ветви» позволяют предположить, что степенная статистика характерна для динамического разрушения с множественной кинетикой зарождения очагов в режиме «с обострением». Естественным предположением считается, что экспоненциальная статистика фрагментации, которая характерна для умеренных интенсивностей нагружения (область II), когда коэффициент интенсивности напряжений (область I) и кинетика локализованного разрушения (область III) обеспечивают «промежуточную» статистику разрушения, определяемую влиянием двух типов «автомодельных» решений (двух типов аттракторов). Представляет интерес предельный случай, обнаруживающий независимую от напряжения кинетику разрушения – инициирование «волн разрушения», рис.5.

Экспериментальное исследование зарождения и распространения волн разрушения было проведено в условиях симметричного теста Тейлора для цилиндрического образца плавленого кварца [8-10]. На рис. 7 представлены результаты обработки данных скоростной съемки по регистрации кинетики разрушения в образце при соударении стержня с жесткой преградой со скоростью 534 м/с. Три затемненные зоны соответствуют поверхности соударения (зеленые треугольники), волне разрушения (красные прямоугольники) и ударно-волновому фронту (синие пирамиды). Начальная скорость волны разрушения $V_{fw} \approx 1.57$ km/s близка к регистрируемой в [10]. Однако эксперимент обнаружил увеличение скорости фронта волны разрушения до значений $V_{fw} \approx 4$ km/s. Приближение скорости фронта волны разрушения к скорости волнового фронта подтверждает вывод о природе волн разрушения как «задержанного разрушения» с характерным временем запаздывания, соответствующем «времени обострения» [10]. Теоретический анализ рассматриваемой экспериментальной постановки проведен в [9] и позволяет дать определение кинетики инициирования волн разрушения как резонансного возбуждения зон локализованного разрушения как диссипативных структур.



Рис. 5. Динамическая фрагментация плавленого кварца



Рис. 6. Кумулятивная функция распределения временных интервалов фрактолюминесценции

координата фронта, мм



Рис. 7. Инициирование волн разрушения в стержне плавленого кварца

Обсуждение результатов

Пространственно-временная кинетика зарождения и взаимодействия коллективных мод дефектов позволяет предложить объяснение различных качественных сценариев многомасштабной кинетики локализации поврежденности. Показано, что режимы нелинейной динамики трещин, инициирование волн разрушения, множественного откола, статистики фрагментации могут быть связаны с формированием многомасштабных мод дефектов (поврежденности), играющих роль независимых коллективных переменных. Фрактографические исследования позволяют ассоциировать данные коллективные моды с очагами разрушения, имеющими вид зеркальных зон.

Список литературы

- 1. O.B.Naimark, Defect Induced Transitions as Mechanisms of Plasticity and Failure in Multifield Continua, in: Advances in Multifield Theories of Continua with Substructure, edited by G.Capriz and P.Mariano Birkhauser Boston, Inc., (2003).
- 2. В.В.Беляев, О.Б.Наймарк. Локализованные обостряющиеся структуры разрушения в твердых телах при интенсивных нагрузках, Доклады АН СССР.-1990.-Т.312.-№2.-С. 289-293.
- 3. Е.Н.Беллендир, В.В.Беляев, О.Б.Наймарк. Кинетика многоочагового разрушения в условиях откола. Письма в ЖТФ.-1989.-Т.15.-С.90-93.
- 4. O.B.Naimark and S.V. Uvarov, Nonlinear crack dynamics and scaling aspects of fracture (experimental and theoretical study, Int. J. Fracture ,Vol.128, p.285-292, 2004
- 5. D.E.Grady, Length scales and size distributions in dynamic fragmentation. Int.J.Fracture, Vol.163, p.85-99, 2010.
- M.M. Davydova, O.B. Naimark, V.V.Leontiev and S.V. Uvarov, Scaling properties of crack branching and brittle fragmentation, European Physical Journal Web of Conferences Vol. 10, 00037p.1-00037p.4, 2010 URL <u>http://www.epj.org</u> DOI: 10.1051/epjconf/20101000037.
- 7. M.M.Davydova, S.V.Uvarov and O.B.Naimark, Scale invariance in dynamic fragmentation, Physical Mesomechanics, Vol.17, n.1, p.81-88, 2014.
- 8. S. V. Rasorenov, G. I. Kanel, V. E. Fortov and M. M. Abasenov, The fracture of glass under high-pressure impulsive loading, High Press. Res., Vol.6, p. 225-232, 1991.
- Plekhov O.A., Eremeev D.N. and Naimark O.B. Failure wave as resonance excitation of collective burst modes of defects in shocked brittle materials, J. Physique IV Colloq C. Vol. 10, p. 811-816, 2000.
- O.Naimark, S. Uvarov, D. Radford, W. Proud, J. Field, P. Church, I. Cullis, T.Andrews, The failure front in silica glasses, In: Behavior of Dense Media under High Dynamic Pressures, 2003 (A.Delpuech, ed.), Vol.2, pp.65-74.

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

Абрамова А.Н.	75	Гуткин М.Ю.	39,95,137,140,236
Адылина Е.М.	242	Даль Ю.М.	21, 143, 146
Альшиц В.И.	78	Данилов А.Н.	149
Аргунова Т.С.	95	Даринская Е.В.	78
Артемьев Д.М.	98	Дегтярев М.В.	179
Артемьев И.В.	248	Долгов Н.А.	24
Арутюнян А.Р.	101	Дорогов М.В.	75
Арутюнян Р.А.	68		
Астафьев В.И.	8	Евсеев А.В.	212
Атрошенко С.А.	103	Егоров А.В.	197
Банников М В	92	Желтякова И С	164
Банникова И А	106	Жога ЛВ	176
Баранникова С.А	109	Журбенко П Н	152
Барахтин Б К	112 115	mypoenno m.m.	102
Барахтина Н Н	112, 110	Зайченко О К	155
Баскин Б Л	282	Затульский ГЗ	152
Бесов А В	202	Зголич М В	182
Бетехтин В И	15 21 119 277	Зуев ПБ	102
Билалов Л А	12, 21, 119, 277	<i>Sych 3</i> 1. <i>D</i> .	109
Брагов А М	45 125	Иванов М А	81
Бугров В Е	98	Иванов М.К.	200
Dyrpod D.L.	<i>y</i> 0	Иванов С Г	134
Вайсберг ЛА	3	Иванова ТГ	134
Вапиев Р З	35	Изюмова А Ю	158
Варгасов Н Р	115	H510M0Bu 71.10.	150
Вартасов П.Г. Веттегрень В И	12 128	Калашевич Ю И	161
Викаричк А А	33, 75	Кадомиев А Г	15 21 119 277
Викторов С Л	269	Кадомцев И.А.	233
Виноградов А Ю	30	Каманиев И С	215
Власов Н М	9	Камелин Е.И.	280
Внисов П.И.	164	Каменева Е Е	3
Волегов П С	6	Каминский ПП	88
Волоконский М В	203	Карлашев Б К	208
Воронова П М	179	Кардашев Б.К. Карпов М И	164
Винириов Л.Н.	158	Карнов М.И.	167
	152 248	Карькин И.П. Карькина П.Б	167
DBIOIICIIKO IO.II.	152, 240	Киреенкова С М	107
Гапонцера Т М	285	Киреспкова С.М.	12
Ганонцова Г.М.	205	Кисслева С.Ф. Колугасциров В Е	280
Гладковский С.Д.	213	Коджаспиров Б.Е.	280
Горцакова Л С	131	Коджастиров Г.Б.	<i>1</i> 2 170
Гороховский Л В	233	Коллаера М В	78
Гороловский А.В.	103	Колдасьа М.Д.	70 30 137
Грибов Л С	6	Колобов Ю Р	200
Гринберг Б Л	0 81	Колосов ю.г.	200 42 170
Γ μιπουρι D .Λ. Γημιγμιου Δ Μ	33	KONWOD R TI	164
трызупов А.IVI. Гицауцова Ц Ц	33	Κορπιμα Λ Λ	173
трызупова П.П. Гумгар Л М	13/		101 760
$\frac{1}{2} \sum_{i=1}^{2} \sum_{j=1}^{2} \sum_{i=1}^{2} \sum_{j=1}^$	134	Конартин И D	171, 209
і урьсв ілі.А.	134	кочергин и.в.	170

Красницкий С.А.	39, 137	Попова Н.А.	42, 170
Красноперова Ю.Г.	179	Преснецова В.Ю.	257
Куксенко В.С.	128	Прокофьев С.И.	131
Кулик В.Б.	12	Пронина Ю.Г.	21
Куринная Р.И.	182	Прохоров А.Е.	158
Кустов А.И.	185, 188	Прохоров Д.В.	164
Лавриков Р.Д.	215	Разов А.И.	149
Ланин А.Г.	81	Ржавцев Е.А.	140
Лексовский А.М.	282	Роенков А.Д.	95
Леонтьев И.М.	194	Романов А.Е.	39, 68, 75, 98, 137
Лепендин А.А.	197	Ромашин С.Н.	224
Локощенко А.М.	71	Рубаник В.В.	227
Лукин А.А.	155	Рудомёткин К.А.	45
5		Рыбакина О.Г.	51
Малеева Н.А.	263	Рябов В.М.	61
Мамалимов Р.И.	12, 128		-
Манохин С.С.	200	Савенков Г.Г.	45, 125
Маркова Ю М	115	Салита Л С	197
Мельников Б Е	59	Самуйлов С.Л.	230
Мигель И А	185 188	Сахнина С И	233
Мишин В М	203	Саунина С.П. Семенов А С	59
Monozor R A	155	Сергеев Н Н	194
Морозов Ю.А.	12	Спушкер А И	277
Моршинина А А	143 146	Слуцкер И.П. Смирнов А М	236
Моршинина Л А	143, 146	Смирнов Б.И	208
Моуор Е Н	95	Смирнов И.В.	200
M νδассарова $B \Delta$	212	Смирнов И.В. Смирнова М А	112
	212	Смирнова м.л.	112
Наганок С С	05	Смульская А.И. Соболев Г Л	12
Напалюк С.С.	100		12 230
Падожкин М.D.	109	COROBINOB MI.A.	239
Паимарк О.Д.	92, 100, 121, 200, 212, 230, 202		85 182
Hopfyr M A	212, 239, 292 18	Старенченко Б.А.	33, 102
Парбут М.А.	40 110	Стондров В В	242 64
Парыкова М.Д.	119	Столяров Б.Б.	04
посковец А.А.	132	Страумал Б.Б.	151
Oformur D A	02 206	CIPOTAHOBA I.C.	104
Ооорин В.А.	92, 200	Сундеев Р.В.	288
Одноолюдов М.А. $O_{\rm M} = a = a = T C$	98	Сурсаева В.Г.	131
Орлова Г.С.	98, 208		245
Осокин Е.П.	112	Терауд В.В.	245
	212	Тимофеев О.Я.	61
Пантелеев И.А.	212	Тихомиров А.А.	248
Пацелов А.М.	81, 215	Толмачёв Т.П.	285
Пермякова И.Е.	218	Томчук А.А.	263
Петреня Ю.К.	266	Третьяченко Е.В.	233
Петржик Е.А.	78	Троицкий О.А.	230
Пилюгин В.П.	179, 285	Трусов П.В.	6
Плехов О.А.	158, 173, 212, 239	Туч Е.В.	88
Плотников А.В.	81		
Поляков В.В.	197	Уваров С.В.	106, 239
Помыткин С.П.	161		

Фахрутдинова Я.Д.	85	Ягафаров Ш.Ш.	233
Федоровский Г.Д.	251	Яковенко А.А.	194
Фроленкова Л.Ю.	224, 257	Яковлев А.С.	18
-		Якушина С.И.	257
Хон Ю.А.	88	Янц А.Ю.	6
		Ярцев Б.А.	61
Царенко Ю.В.	227	Ясников И.С.	30, 33, 260
Чащухина Т.И.	179		
Челяпина О.И.	9	Dorogin L.M.	68
Чудинов В.В.	239	Dvorak J.	119
Чуканов А.Н.	194	Grekov M.A.	27, 272, 274
		Je J.H.	95
Шалимова А.В.	288	Kink I.	68, 75
Шарипов И.З.	254	Kostyrko S.A.	27, 272, 274
Шафеев М.Р.	33	Lim J.H.	95
Шведченко Д.О.	78	Lõhmus R.	68
Шоркин В.С.	24, 224, 257	Polyakov B.	68
Шпейзман В.В.	208	Pronina Yu.G.	221
		Ramirez-Rico J.	208
Щербаков И.П.	128	Sedova O.S.	221
Щукина Е.В.	125	Sklenicka V.	119
		Vikulina Yu.I.	272
Эстрин Ю.З.	30	Vlassov S.	68, 75

содержание

	Стр.
Вайсберг Л.А., Каменева Е.Е. Рентгеновская компьютерная микротомография как перспективный метод исследования микроструктуры горных пород в связи с проблемой их разру- шения	3
Волегов П.С., Трусов П.В., Грибов Д.С., Янц А.Ю. Многоуровневые математические модели интенсивных неупругих деформа- ций кристаллических тел: приложение к анализу сложного нагружения	6
Власов Н.М., Челяпина О.И. Управление термопрочностью цилиндрических и сферических оболочек	9
Веттегрень В.И., Соболев Г.А., Киреенкова С.М., Морозов Ю.А., Смульская А.И., Мамалимов Р.И., Кулик В.Б. Влияние винтовых дислокаций на фазовые переходы и прочность кварца	12
Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г. Связь кинетики разрушения металлических материалов с эволюцией микро- скопических пор и трещин	15
Астафьев В.И., Яковлев А.С. Предельное состояние тонкостенных пластин и оболочек с поверхностными трещинами в приближении Дагдейла	18
Пронина Ю.Г., Бетехтин В.И., Даль Ю.М., Кадомцев А.Г. Теоретическое и экспериментальное исследование эволюции пор в твердых телах под действием гидростатического давления	21
Долгов Н.А., Смирнов И.В., Бесов А.В., Шоркин В.С. Исследование прочности сцепления и упругих свойств напыленных керами- ческих покрытий при растяжении плоских образцов	24
Grekov M. A., Kostyrko S.A. The effect of interface curvetures between surface layer and substrate	27
Ясников И.С., Виноградов А.Ю., Эстрин Ю.З. Потеря устойчивости пластического течения с точки зрения эволюции флук- туаций плотности дислокационного ансамбля	30
Грызунова Н.Н., Викарчук А.А., Ясников И.С., Грызунов А.М., Шафеев М.Р. Перспективный способ получения микрочастиц меди и материалов из них с развитой поверхностью	33
Валиев Р.3. Механизмы упрочнения и сверхпрочность в объемных наноматериалах	35
Колесникова А.Л., Гуткин М.Ю., Красницкий С.А., Романов А.Е. Круговые призматические дислокационные петли в сферически симметрич- ных системах: в оболочке, в шаре и вблизи поры	39

Конева Н.А., Попова Н.А., Козлов Э.В. Подобие размерных соотношений в ультрамелкозернистых поликристаллах металлов и в сталях с фрагментированной субструктурой	42
Савенков Г.Г., Брагов А.М., Рудомёткин К.А. Поведение и свойства чугунов при высокоскоростном ударе и ударном рас- тяжении	45
Нарбут М.А. Пространственно-временные модели процессов накопления повреждений	48
Рыбакина О.Г. Некоторые проблемы статической и циклической трещиностойкости конструкционных металлов	51
Мельников Б.Е., Семенов А.С. Энергетическая модель накопления повреждений при малоцикловой устало- сти	59
Рябов В.М., Тимофеев О.Я., Ярцев Б.А. Собственные колебания асимметричных композитных коробчатых стержней	61
Столяров В.В. Влияние совместного действия деформации и тока на механическое поведе- ние сплавов при растяжении	64
Dorogin L. M., Vlassov S., Polyakov B., Romanov A. E., Kink I., Lõhmus R. Real-time nanomanipulations employed for mechanical and tribological measurements of nanoscale objects	68
Арутюнян Р.А. Приложение концепции поврежденности к проблеме длительной прочности хрупких и квазихрупких тел	68
Локощенко А.М. Применение концепции рассеянного разрушения при моделировании ползу- чести и длительной прочности металлов	71
Абрамова А.Н., Дорогов М.В., Vlassov S., Kink I., Романов А.Е., Викарчук А.А. Нитевидные нанообъекты на основе меди: методика получения, особенности структуры и свойства	75
Даринская Е.В., Альшиц В.И., Колдаева М.В., Петржик Е.А., Шведченко Д.О. Влияние примеси Ni на движение дислокаций в кристаллах NaCl в постоян- ном магнитном поле и в схеме ЭПР радиодиапазона	78
Ланин А.Г. История создания реактора ядерно-ракетного двигателя. Обоснование выбора материалов	81

Пацелов А.М., Гринберг Б.А., Иванов М.А., Плотников А.В. Выявление зон риска для оболочки нефтехимического реактора (коксовой камеры) при сварке взрывом	81
Старенченко В.А., Соловьева Ю.В., Фахрутдинова Я.Д. Высокотемпературная суперлокализация в сплавах со сверхструктурой L1 ₂ . Экспериментальное наблюдение и математическое моделирование	85
Хон Ю.А., Каминский П.П., Туч Е.В. О механизме зарождения источников пластической деформации в кристал- лах	88
Банников М.В., Оборин В.А., Наймарк О.Б. Исследование поверхности разрушения титана, подвергнутого много- и ги- гацикловой усталости	92
Аргунова Т.С., Гуткин М.Ю., Мохов Е.Н., Нагалюк С.С., Роенков А.Д., Je J.H., Lim J.H. Рентгеновский фазовый контраст в синхротронном излучении как метод ис- следования микроструктуры: на примере кристаллов SiC и AlN	95
Артемьев Д.М., Орлова Т.С., Бугров В.Е., Одноблюдов М.А., Романов А.Е. Реакционно-кинетическая модель уменьшения плотности проникающих дис- локаций в пористом слое GaN	98
Арутюнян А.Р. Оценка энергетических затрат при циклических нагружениях	101
Атрошенко С.А., Грибанов Д.А. Планирование эксперимента по динамическому нагружению алюминиевых колец магнитно-импульсным методом	103
Банникова И.А., Уваров С.В., Наймарк О.Б. Экспериментальное исследование зависимости скорости деформации на фронте волны сжатия в воде от ее амплитуды	106
Баранникова С.А., Надежкин М.В., Зуев Л.Б. Локализация деформации в неметаллических материалах – щелочно- галоидных кристаллах и горных породах	109
Барахтин Б.К., Барахтина Н.Н., Смирнова М.А., Осокин Е.П. Изменение коэффициентов упрочнения алюминиевых сплавов в условиях горячей пластической деформации	112
Барахтин Б.К., Варгасов Н.Р., Маркова Ю.М. Оптимизация горячей параметров пластической деформации низколегиро- ванных эвтектоидных сталей по данным имитационного моделирования и структурного анализа	115
Бетехтин В.И., Sklenicka V., Нарыкова М.В., Dvorak J., Кадомцев А.Г. Влияние степени деформации при равноканальном угловом прессовании на дефектную структуру и комплекс механических свойств микрокристалличе- ских металлов и сплавов	119

Билалов Д.А., Наймарк О.Б. Численное моделирование процесса локализации пластического сдвига при динамическом нагружении металлов	121
Брагов А.М., Савенков Г.Г., Щукина Е.В. Влияние агрессивной морской среды на динамические характеристики алю- миниевых сплавов	125
Веттегрень В.И., Щербаков И.П., Куксенко В.С., Мамалимов Р.И. Динамика деформации и разрушения гетерогенного тела (гранита) под влиянием ударных волн	128
Горнакова А.С., Прокофьев С.И., Сурсаева В.Г., Страумал Б.Б. Закономерности образования (α-Ті) фазы в сплавах на основе титана	131
Гурьев А.М., Иванов С.Г., Гурьев М.А., Иванова Т.Г. Термодинамическое моделирование реакций в насыщающей смеси, содер- жащей тетраборат натрия в качестве активного поставщика бора	134
Гуткин М.Ю., Колесникова А.Л., Красницкий С.А., Романов А.Е. Круговые призматические петли дислокаций несоответствия в сферически симметричных композитных наночастицах с полым и сплошным ядром.	137
Гуткин М.Ю., Ржавцев Е.А. Компьютерная модель формирования фрагментированной структуры при ударном нагружении металлов и сплавов	140
Даль Ю.М., Морщинина А.А., Морщинина Д.А. О задаче Гильберта-Привалова в теории трещин	143
Даль Ю.М., Морщинина А.А., Морщинина Д.А. Термоупругие задачи для сферы	146
Данилов А.Н., Разов А.И. Биосовместимость имплантатов из сплава TiNi: роль напряжений и их экспе- риментальное определение	149
Журбенко П.Н., Затульский Г.З., Носковец А.А., Вьюненко Ю.Н. Особенности деформационного поведения спиралей из сплава CuZn18A17 в процессе развития эффекта памяти формы	152
Зайченко О.К., Лукин А.А., Морозов В.А. Деформирование и разрушение кольцевых образцов магнитно-импульсным методом	155
Изюмова А.Ю., Вшивков А.Н., Прохоров А.Е., Плехов О.А. Экспериментальное исследование процесса диссипации энергии у вершины усталостной трещины при циклическом нагружении	158
Кадашевич Ю.И., Помыткин С.П. Эндохронная теория пластичности, учитывающая перекрёстные связи, на- чальные микронапряжения и начальные микродеформации	161

Карпов М.И., Коржов В.П., Прохоров Д.В., Желтякова И.С., Строганова Т.С., Внуков В.И. Высокотемпературные свойства и структура композиционных материалов, упрочненных слоями интерметаллических соединений Nb и Ti с алюминием	164
Карькина Л.Е, Карькин И.Н. Атомистическое моделирование дефектов упаковки в цементите и их роль в передаче деформации через Fe/Fe ₃ C межфазную границу	167
Киселева С.Ф., Попова Н.А., Конева Н.А., Козлов Э.В. Распределение плотности энергии, запасенной при деформации аустенитной стали	170
Костина А.А., Плехов О.А. Моделирование диссипации и накопления энергии в вершине трещины при квазистатическом нагружении металлов	173
Кочергин И.В., Жога Л.В. Разрушение пьезосегнетокерамики при нагружении в электрическом поле	176
Красноперова Ю.Г., Воронова Л.М., Дегтярев М.В., Пилюгин В.П., Чащухина Т.И. Эволюция структуры никеля в ходе деформации в наковальнях Бриджмена при повышенной температуре	179
Куринная Р.И., Зголич М.В., Старенченко В.А. Механизмы образования длинного дислокационного соединения в ГЦК монокристаллах	182
Кустов А.И., Мигель И.А. Исследование инновационными АМД-методами влияния внешних воздейст- вий различных типов на структуру и свойства материалов	185
Кустов А.И., Мигель И.А. Применение АМД-методов для изучения закономерностей деформации и разрушения материалов	188
Кочанов А.Н. Предразрушение геоматериалов при взрывном воздействии в рамках кон- цепции накопления повреждений	191
Леонтьев И.М., Чуканов А.Н., Сергеев Н.Н., Яковенко А.А. Обезуглероживание, водородная хрупкость и старение высокопрочных ста- лей в условиях электролитического наводороживания	194
Лепендин А.А., Поляков В.В., Егоров А.В., Салита Д.С. Особенности акустической эмиссии при разрушении текстолита	197
Манохин С.С., Иванов М.Б., Колобов Ю.Р. Закономерности рекристаллизации нелегированного наноструктурированно- го титана с различным содержанием примесей внедрения	200

Волоконский М.В., Мишин В.М. Контроль процесса локального разрушения с помощью концентраторов на- пряжений и метода конечных элементов	203
Оборин В.А., Наймарк О.Б. Скейлинговые закономерности развития разрушения при усталостном на- гружении алюминиевых сплавов	206
Орлова Т.С., Кардашев Б.К., Смирнов Б.И., Шпейзман В.В., Ramirez-Rico J. Структурные, упругие и микропластические свойства биоуглеродов, полу- ченных карбонизацией дерева при различных температурах	208
Пантелеев И.А., Плехов О.А., Наймарк О.Б., Евсеев А.В., Мубассарова В.А. Пространственно-временные формы локализации деформации при растяже- нии и сжатии горных пород	212
Пацелов А.М., Лавриков Р.Д., Каманцев И.С., Гладковский С.В. Разрушение композита с чередованием слоев Ti–Al ₃ Ti–Al–Al ₃ Ti при цикли- ческих нагрузках	215
Глезер А.М., Пермякова И.Е. Деформационное поведение аморфных сплавов системы Co–Fe–Cr–Si–B на начальных стадиях ИПД	218
Sedova O. S., Pronina Yu. G. On damage measures for the elastic spherical shell under surface mechanochemical corrosion conditions	221
Ромашин С.Н., Фроленкова Л.Ю., Шоркин В.С. Адгезия упругих тел	224
Рубаник В.В., Царенко Ю.В. Применение ультразвука для повышения служебных характеристик жаро- стойких кабелей	227
Самуйлов С.Д., Троицкий О.А. Электропластическое компактирование дисперсных проводящих сред для рециклинга отходов высокопрочных сплавов, прежде всего, титановых, по- лучения заготовок, полуфабрикатов, материалов и изделий с новым уровнем свойств	230
Саунина С.И., Третьяченко Е.В., Гороховский А.В., Ягафаров Ш.Ш., Калганов Д.А. Фазовый состав нанокомпозитов на основе полититанатов калия, модифици- рованных переходными металлами	233
Гуткин М.Ю., Смирнов А.М. Зарождение прямоугольных призматических дислокационных петель в ком- позитных наноструктурах	236

Соковиков М.А., Чудинов В.В., Уваров С.В., Плехов О.А., Наймарк О.Б. Исследование локализованных неустойчивостей и механизмов разрушения при динамическом нагружении материалов	239
Степанова Л.В., Адылина Е.М. О смешанном деформировании пластины с трещиной с учетом процессов накопления повреждений	242
Терауд В.В. Методика измерения характеристик ползучести in situ в процессе испытаний	245
Тихомиров А.А., Артемьев И.В., Вьюненко Ю.Н. Эффект памяти формы и деформационное поведение кольцевых силовых пучковых элементов	248
Федоровский Г.Д. Трактование и модификации теории нелинейной ползучести Работнова с по- зиций эндохронной концепции	251
Шарипов И.З. О механизме двустороннего эффекта памяти формы в поликристаллическом сплаве Ni _{49,8} Ti _{50,2}	254
Якушина С.И., Шоркин В.С., Фроленкова Л.Ю., Преснецова В.Ю. Адгезионная и когезионная прочность слоистых композитов	257
Ясников И.С. Некоторые особенности формоизменения микрокристаллов меди электроли- тического происхождения при ингибировании эволюции их низкоэнергетич- ных граней	260
Глезер А.М., Томчук А.А., Малеева Н.А. Природа образования высокоугловых границ при мегапластической дефор- мации	263
Петреня Ю.К. Физико-механические модели континуальной механики повреждаемости	266
Викторов С.Д., Кочанов А.Н. Закономерности разрушения и образования субмикронных частиц при стати- ческих и динамических нагрузках на горные породы	269
Grekov M.A., Kostyrko S.A., Vikulina Yu.I. Effect of surface stress in the case of a curvilinear interface between elastic materials	272
Kostyrko S.A., Grekov M.A. Diffusion-induced nanoscale pattern formation at thin film surfaces	274
Слуцкер А.И., Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г. Сочетание статических и динамических форм энергии в ангармоническом твердом теле	277

Коджаспиров Г. Е., Камелин Е. И., Коджаспиров В.Е. Моделирование структурообразования при горячей деформации Ni–Cr–Fe жаропрочного сплава	280
Лексовский А. М., Баскин Б.Л. Некоторые аспекты кинетики повреждаемости при статическом деформиро- вании и парадигма самоорганизованной критичности	282
Пилюгин В.П., Толмачёв Т.П., Гапонцева Т.М. Измерение энергосиловых параметров металлов на различных стадиях пла- стической деформации.	286
Сундеев Р.В., Шалимова А.В., Глезер А.М. Деформация в камере бриджмена металлических сплавов на основе никелида титана, железа и циркония	289
Наймарк О.Б. Многомасштабная кинетика поврежденности и некоторые закономерности перехода к разрушению	292
Именной указатель	299
Содержание	302

Научное издание

XXI Петербургские чтения по проблемам прочности. К 100-летию со дня рождения Л.М.Качанова и Ю.Н.Работнова (Санкт-Петербург, 15-17 апреля 2014 г.) Сборник материалов

Публикуется в авторской редакции

Техническое редактирование и компьютерная верстка Е.В.Черняевой

Отпечатано копировально-множительным участком отдела обслуживания учебного процесса физического факультета СПбГУ. Приказ № 571/1 от 14.05.03. Подписано в печать 05.05.14 с оригинал-макета заказчика. Ф-т 30х42/4, Усл. печ. л. 19,7. Тираж 50 экз., Заказ № 1756. 198504, СПб, Ст. Петергоф, ул. Ульяновская, д. 3, тел. 929-43-00.

2014 ХХІ Петербургские Чтения,