XXII Петербургские чтения по проблемам прочности

К 110-летию со дня рождения академика С.Н. Журкова
и 85-летию со дня рождения профессора В.А. Лихачева

СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ

Санкт-Петербург
2016

Научный Совет РАН по физике конденсированных сред
Научный совет РАН по механике деформируемого твёрдого тела
Межгосударственный координационный совет по физике прочности и пластичности материалов
Санкт-Петербургский государственный университет
Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН

XXII ПЕТЕРБУРГСКИЕ ЧТЕНИЯ ПО ПРОБЛЕМАМ ПРОЧНОСТИ

К 110-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ АКАДЕМИКА С.Н. ЖУРКОВА И 85-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ ПРОФЕССОРА В.А. ЛИХАЧЕВА

12 – 14 апреля 2016 г.
САНКТ-ПЕТЕРБУРГ

Сборник материалов

Санкт-Петербург
Издательство Политехнического университета
2016

ББК 30.121
П29

XXII Петербургские чтения по проблемам прочности. К 110-летию со дня рождения академика С.Н. Журкова и 85-летию со дня рождения профессора В.А. Лихачева. 12-14 апреля 2016 г Санкт-Петербург.: сб. материалов. – СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2016. – 418 с.

Статьи публикуются в авторской редакции

Конференция проводится при финансовой поддержке
Российского фонда фундаментальных исследований,
грант № 16-02-20064

© ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, 2016
© Санкт-Петербургский политехнический
университет Петра Великого, 2016

ISBN 978-5-7422-5299-3

XXII Петербургские Чтения по проблемам прочности

к 110-летию со дня рождения академика С.Н. Журкова и 85-летию со дня рождения профессора В.А. Лихачева

Немного об истории создания Чтений и о тех, кому они посвящены.

Первые Ленинградские (с 1992 года – Петербургские) Чтения по проблемам прочности впервые состоялись в 1990 году и с тех пор по настоящее время проводятся ежегодно более четверти века.

Чтения были организованы по инициативе группы сотрудников Физико-технического института им.А.Ф.Иоффе АН СССР и Ленинградского Государственного Университета (ныне СПбГУ). Их создание активно поддержал академик Серафим Николаевич Журков (ФТИ) и практически реализовал профессор Владимир Александрович Лихачев (ЛГУ). В отличие от обычных конференций, для Чтений основной акцент предполагалось сделать на включение больших пленарных докладов, а само название связать не только с городом их проведения, но и работавшими здесь крупными учеными, близкими к тематике прочности (А.Ф. Иоффе, Я.И. Френкель, Н.Н. Давиденков, А.И. Лурье, И.А. Одинг и др.).

С 1990 по 1996 годы В.А. Лихачев провел большую работу по организации и проведению Чтений, отличительной особенностью которых стал их высокий научный уровень, требовательное и, в тоже время, доброжелательное отношение к различным научным точкам зрения и подходам к современным проблемам физики и механики прочности. Будучи председателем Оргкомитета Чтений, В.А. Лихачев способствовал проведению плодотворных творческих дискуссий по наиболее актуальным проблемам, связанных с различными аспектами деформации и разрушения твердых тел. В качестве докладчиков на Чтениях привлекались ведущие ученые в области прочности. Хорошей традицией стало участие в Чтениях представителей разных научных школ и их широкая география, что способствовало сохранению и развитию того богатейшего научного потенциала, который складывался на протяжении многих десятилетий на обширной территории бывшего СССР.

В 1996 году, после проведения VII Петербургских Чтений, В.А. Лихачева не стало. Работу по организации и проведению Чтений продолжил его ближайший соратник (и также как В.А. Лихачев – выпускник кафедры академика Н.Н. Давиденкова) – профессор Владимир Иванович Бетехтин (ФТИ им.А.Ф.Иоффе РАН); он же заменил В.А. Лихачева в качестве председателя Межгосударственного координационного Совета по физике прочности и пластичности материалов.

Традиционно на Чтения для выступления с пленарными докладами привлекались ведущие специалисты в области физики и механики прочности. Отметим некоторых из более 150 пленарных докладчиков, представлявших СССР, а впоследствии Россию, Украину, Беларусь. Это академики Н.Ф. Морозов, В.М. Счастливцев, В.Е. Панин, С.А. Фирстов, И.М. Неклюдов; члены-корреспонденты М.И. Карпов, В.В. Рубаник, С.Г. Псахье, В.В. Рыбин, Ю.В. Мильман, В.В. Слезов, В.Н. Варюхин, Ю.К. Петреня; профессора Э.В. Козлов, А.М. Глезер, В.Л. Инденбом, Г.Г. Талуц, Н.И. Носкова, Н.А. Конева, В.И. Бетехтин, А.И. Слуцкер, Ю.И. Мещеряков, Ю.Р. Колобов, О.Б. Наймарк, А.А. Викарчук, Ю.И. Головин, В.А. Федоров, М.М. Криштал, А.В. Зуев, Б.Б. Страумал, В.И. Альшиц, Я.Д. Вишняков, Е.В. Зосимчук, А.Л. Суворов и многие другие.

В последние годы проведение Петербургских Чтений посвящалось юбилейным датам или памяти выдающихся ученых в области физики и механики прочности, работавших в нашем городе.

Так, VIII Чтения 1997 года были посвящены памяти В.А. Лихачева; IX Чтения – памяти академика АН СССР С.Н. Журкова; XIX Чтения – 130-летию со дня рождения академика АН УССР Н.Н. Давиденкова; XVIII Чтения – 100-летию со дня рождения чл. корреспондента АН СССР А.В. Степанова; XVII Чтения - 90-летию со дня рождения профессора А.Н. Орлова; XIII Чтения – 70-летию секции прочности и пластичности имени Н.Н. Давиденкова при Доме Ученых РАН в Петербурге; XXI Чтения – 100-летию профессора Качанова и академика Ю.Н. Работнова.

В 2009 году по инициативе профессора А.М. Глезера были организованы, по примеру Петербургских, Московские Чтения по проблемам прочности материалов. С этого времени принято ежегодно чередовать проведение Петербургских и Московских Чтений.

Петербургские Чтения 2016 года связаны с юбилейными датами известных ученых, которые инициировали организацию этого научного форума, а своими работами внесли огромный вклад в науку о прочности.

Академик Серафим Николаевич Журков (1905-1997гг) – выдающийся российский ученый в области физики прочности. В 1930 году С.Н. Журков пришел к А.Ф. Иоффе в Физико-технический институт АН СССР. Уже в 1933 г совместно с А.П. Александровым (будущим президентом Академии наук) он выпустил монографию «Явление хрупкого разрыва», в которой, продолжая работы А.Ф. Иоффе, было экспериментально показано, что удаление поверхностных дефектов позволяет получить прочность, соизмеримую с её теоретическим значением. В 30 годы С.Н. Журков провел фундаментальные работы по физике полимеров и роли в их механических свойствах межмолекулярного взаимодействия.

С конца 40 годов начинается самый важный период в работе С.Н. Журкова – изучение атомно-молекулярного механизма разрушения. С.Н. Журков стал основоположником кинетического учения о разрушении твердых тел.

Согласно кинетическому подходу разрушения всех твердых тел начинается и развивается после приложения к материалу практически любой (а не только некой «предельной») нагрузки и проходит на электронном, атомном, надатомном уровне.

С.Н. Журков первым инициировал применение комплекса физических методов, направленных на прямое и детальное изучение кинетики разрушения (масс-спектрометрию, электронные парамагнитный и ядерный резонанс, инфракрасную и рамановскую спектроскопию, дифракцию рентгеновских лучей под малыми и большими углами, электронную микроскопию, акустоэмиссию и другие).

Анализ полученных прямыми физическими и феноменологическими методами результатов показал, что важнейшую роль в инициировании разрушения играют не только внешние нагрузки и возникающие на дефектах высокие локальные напряжения, но и флуктуации тепловой энергии атома.

Выявление кинетической, термофлуктуационной природы разрушения открывало новые пути целенаправленного повышения прочности, прогнозирования и восстановления работоспособности материалов. С.Н. Журков работал в ФТИ им. А.Ф. Иоффе 67 лет, с 1930 по 1997 гг.

Профессор Владимир Александрович Лихачев (1931 – 1996гг) – крупный ученый в области физики и механики прочности. Ученик академика Н.Н. Давиденкова, с 1958 по 1975 гг. работал в ФТИ им.А.Ф.Иоффе АН СССР, а с 1975 года был научным руководителем лаборатории в НИИ математики и механики Ленинградского Университета (СПбГУ).

Провел пионерские работы по неизотермической ползучести металлов, термоциклической пластичности и усталости, оптической прочности прозрачных диэлектриков,

получил значительные результаты в области теории строения стекла, разработке структурно-аналитической теории прочности. Работы В.А. Лихачева по континуальной теории дефектов, теории границ зерен, дисклинациям получили признание и высокую оценку специалистов.

Но особую значимость имеют его исследования функционально-механических свойств сплавов с эффектом памяти формы. В.А. Лихачев создал теорию этого феномена, он разработал уникальную технологию сооружения крупногабаритных конструкций космического назначения. Нельзя не отметить огромную научно-организационную деятельность В.А. Лихачева. Будучи руководителем одной из секции АН СССР, он, на базе этой секции сформировал после развала Союза Межгосударственный координационный Совет по физике прочности и пластичности материалов, куда вошло около 100 ведущих специалистов России, Украины, Беларуси, Молдовы и ряда других бывших республик страны. Этот Совет позволил сохранить научные связи, которые складывались многие десятилетия. Огромна роль В.А. Лихачева в организации и проведении двух конференций, действующих до сих пор. Помимо «Петербургских Чтений», это ставшая Международной, конференция «Актуальные проблемы прочности», которая с 1980 года проводится 1-2 раза в год в различных городах ранее СССР, а с 1990 года России, Украины, Беларуси. Отметим, что с 2000 года она 4 раза состоялась в Украине (Киев, Харьков) и 7 раз в Беларуси (Витебск). Очередная LVII конференция состоится в мае 2016 года в Севастополе.

На участие в XXII Петербургских Чтениях было подано 248 заявок на доклады, присутствовало в Петербурге около 200 участников из 21 города России, а также Украины (Донецк, Харьков), Беларуси (Витебск), Канады (Монреаль). Среди присутствующих был академик РАН, член. -корреспондент НАНУ, 51 доктор и 49 кандидатов физ.-мат. и техн. наук, и около 100 молодых специалистов, в том числе, аспирантов и студентов.

Прошедшие Чтения еще раз подтвердили, что и после 1996 года они остались престижным форумом, сохранившим заложенные его создателями высокий научный уровень и культурные традиции Петербурга (Ленинграда).

Хотелось бы отметить, что в подготовке и проведению Чтений активное участие принимали, как ученики В.А. Лихачева (профессора А.И. Разов, С.П. Беляев, А.Е. Волков), так и С.Н. Журкова (профессора А.И. Слуцкер, А.Г. Кадомцев), а также большой вклад в работу Чтений секретаря Оргкомитета – к.т.н. Е.В. Черняевой.

Бетехтин В.И.

Физико-технический институт
им.А.Ф.Иоффе РАН
vladimir.betekhtin@mail.ioffe.ru

НАНОМАТЕРИАЛЫ В ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ

Андриевский Р.А.

Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия
ara@icp.ac.ru

Будучи по природе неравновесными, наноматериалы весьма чувствительны к влиянию высоких температур, воздействий облучения, деформационных нагрузок и коррозионной атмосферы. В этих по существу экстремальных условиях наноструктура может претерпевать необратимые изменения, превращаясь в обычную крупнозернистую структуру с неизбежной потерей высокого уровня физико-химических и механических свойств, первоначально присущих наноматериалам. В этой связи проблема их стабильности в экстремальных условиях имеет первостепенное значение. На примере наноматериалов на основе металлов, сплавов и тугоплавких соединений описано современное состояние экспериментальных и теоретических исследований в этой области [1,2}. Особый интерес в последнее время вызывают наноматериалы с двойниковой и градиентной структурой. Имеется много положительных примеров высокой устойчивости этих объектов воздействию экстремальных деформационных, температурных, радиационных и коррозионных воздействий, причем не только в изолированном виде, но и для комбинированных нагрузок типа температура + деформация или деформация + облучение. Подробно это изложено в монографиях [1,2], а в докладе описываются лишь некоторые примеры поведения наноматериалов в условиях циклических нагрузок и других воздействий.

Целесообразно отметить очень важное качество двойниковых структур – с уменьшением величины зерна и ширины двойниковых ламелей повышается не только прочность, но и пластичность. На рис. 1 для сравнения приведены эти характеристики для нанокристаллических образцов меди, полученных обычным методом интенсивных пластических деформаций (■) и путем электроосаждения (●).

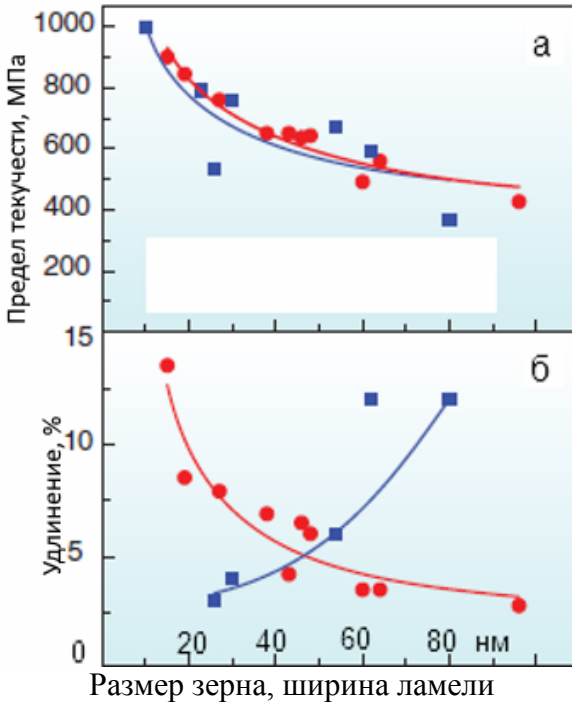


Рис. 1. Влияние размера зерен (■) и ширины двойниковых ламелей (●) на предел текучести (***а***) и относительное удлинение до разрыва (***б***) образцов меди [3]

В отличие от взаимодействия дислокаций с большеугловыми границами зерен, когда на последних происходит нагромождение дислокаций, на границах типа матрица–двойник (МД) предполагается расщепление матричных краевых дислокаций по реакции типа

$$1/2[101] \rightarrow 1/6[1\text{-}21] + 1/3[111]$$

с образованием частичных дислокаций Шокли с вектором Бюргерса 1/6, скользящих по границам МД, и дислокаций Франка с вектором Бюргерса 1/3, которые пересекают эти границы. Эта ситуация обеспечивает повышение и прочности и пластичности с уменьшением размера структурных элементов, когда скользящие дислокации Шокли ответственны за пластичность, а пересекающие дислокации Франка ответственны за прочность (рис. 2) [3]

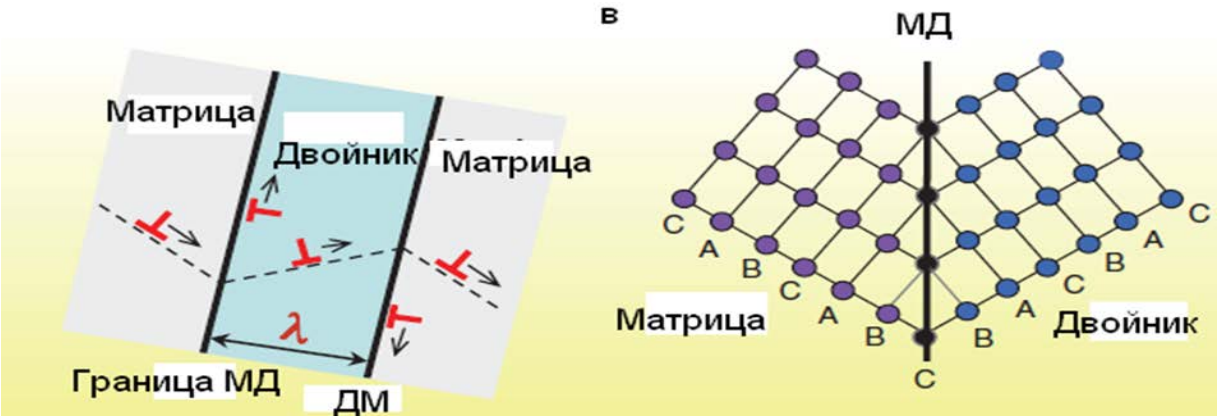
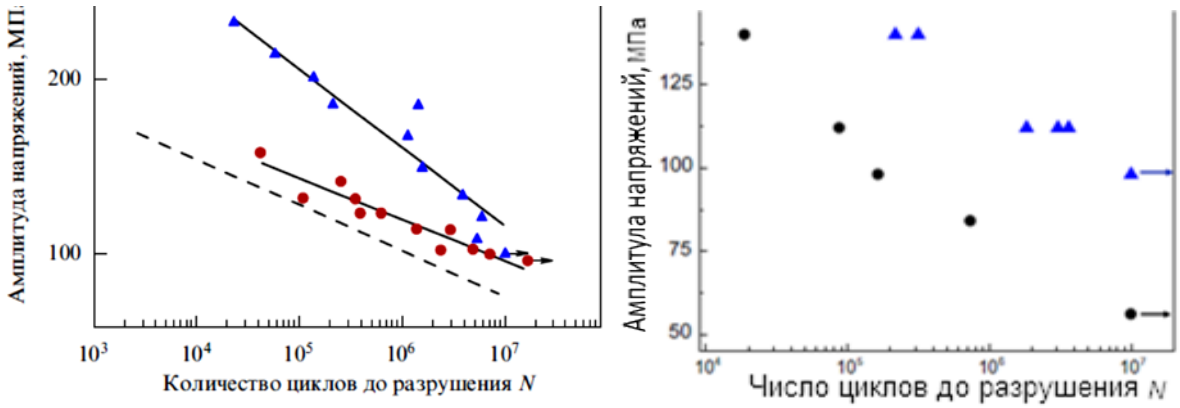


Рис. 2. Схема взаимодействия дислокаций с малоугловыми границами в наноматериалах

Характерно также отличие в поведении наноматериалов, полученных методом равноканального углового прессования (РКУП) и измельчением поверхности с помощью давящего наконечника с образованием градиентной двойниковой структуры. На рис. 3 на примере меди показано изменение амплитуды напряжений в зависимости от числа циклов при усталостных испытаниях. Если положительная роль измельчения структуры на усталостные характеристики отмечается для обоих методов получения наноматериалов, то деградация повышения амплитуды напряжений с ростом количества циклов весьма заметна в случае образцов, изготовленных РКУП (***а***) [4], и практически отсутствует для объектов с градиентной структурой (***б***) [5].



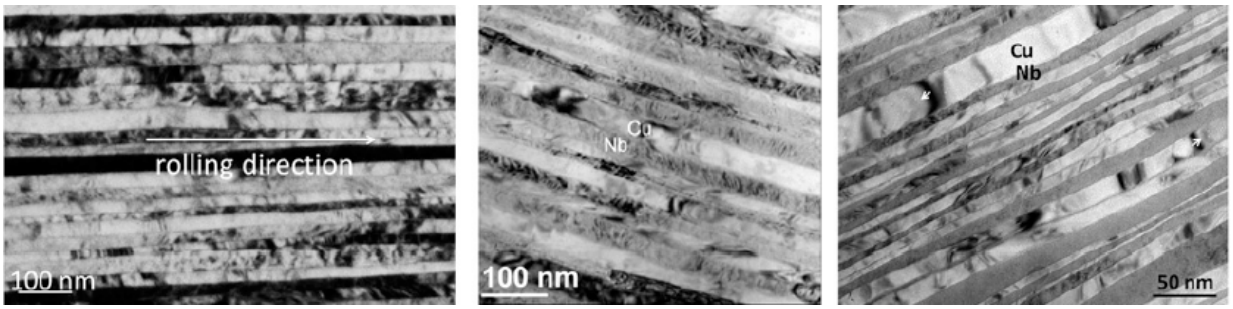
а *б*

Рис.3. Влияние числа циклов до разрушения на амплитуду напряжений в образцах меди, полученных РКУП (***а***; штриховая линия – исходные крупнозернистые образцы, ● – холоднокатаные образцы, ▲ – образцы после РКУП) и подвергнутых градиентному измельчению поверх-

ности (***б***; ● – исходные крупнозернистые образцы, ▲ – образцы после градиентного измельчения)

Аналогичное влияние поверхностного измельчения структуры на усталостные характеристики наблюдается также для нержавеющей стали [6,7], однако ситуация в случае гигацикловой усталости, когда накопление дефектов на многочисленных межзеренных границах может приводить к интенсивному образованию трещин и разрушению, нуждается в дополнительном детальном изучении [8].

Обратим внимание на стабильность поверхностей раздела в образцах, которые получены методом многократной пакетной прокатки. На рис. 4 показаны изображения нанокомпозита Cu/Nb, изготовленного этим методом с утонением индивидуальных слоев от 2 мм до 20 нм. Как видно, полосчатая структура этих нанокомпозитов может противостоять высоким нагрузкам с величиной истинных деформаций более 12, а также нагреву до температур более $0.45T_{пл}$ и быть радиационно стойкой при ионном облучении.



а *б* *в*

Рис. 4. Изображения планарной структуры (просвечивающий электронный микроскоп) нанокомпозитов Cu/Nb: *а* – после обжатия с истинной деформацией ~ 12; *б* – после нагрева при 500 ^{o}C с выдержкой 1 ч; *в* – после облучения ионами He (поток 10^{17} ионов/см^2) [9]

В заключение интересно отметить, что положительное влияние двойниковой структуры наблюдается не только для металлов, но также и в случае типичных сверхтвердых материалов на основе алмаза и кубического нитрида бора, для которых зафиксировано повышение твердости, вязкости разрушения и температуры начала окисления при переходе от обычной нанокристаллической структуры к нанодвойниковой [10,11].

Список литературы

1. R.A. Andrievski, A.V. Khatchoyan. Nanomaterials in Extreme Environments. Fundamentals and
2. Applications. Springer Int. Publ., Switzerland, 2016. – 107 p.
3. Р.А. Андриевский. Наноматериалы металлического типа в экстремальных условиях.
4. М.: Лаборатория знаний, 2016.
5. K. Lu, L. Lu, S. Suresh. Science **324**, 349 (2009).
6. R.H. Li, Z.I. Zhang, P. Zhang et al. Acta Mater. **61**, 2857 (2013).
7. L. Yang, N.R. Tao, K. Lu et al. Scr. Mater. **68**, 801 (2013).
8. С.В. Добаткин, В.Ф. Терентьев, В. Скротцки и др. Металлы. № 6, 45 (2012).
9. H.W. Huang, Z.B. Wang, J. Lu et al. Acta Mater.**87**, 150 (2015).
10. О.Б. Наймарк, О.А. Плехов, В.И. Бетехтин и др. Журн. техн. физ.**84**, 89 (2014).
11. I.J. Beyerlein, J.R. Mayeur, S. Zheng et al. Proc. NAS. **111**, 4386 (2014).
12. Y. Tian, B. Xu, D, Yu et al. Nature.**493**, 385 (2013).
13. Q. Huang, D. Yu, B. Xu et al. Nature.**510**, 250 (2014).

АКУСТО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МИКРО- И НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

Кардашев Б.К., Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г., Нарыкова М.В.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
Санкт-Петербург, Россия,
b.kardashev@mail.ioffe.ru;
Vladimir.Betekhtin@mail.ioffe.ru

Рассмотрено влияние границ зерен на акустические свойства микро- и наноструктурированных металлов и сплавов. Экспериментальные результаты получены в широком диапазоне амплитуд колебательных напряжений от 0,2 до 50 MPa. В качестве примера приводятся данные изучения бериллия, алюминия, сплава Al–Sc, титана, а также ламината Cu–Nb с толщиной слоев несколько нанометров. Методы порошковой металлургии (Be) и интенсивной пластической деформации, такие как равноканальное угловое прессование (РКУП) и прокатка использованы для создания мелкозернистых поликристаллических структур. Экспериментальные данные обсуждаются в рамках теоретических представлений о колебательной подвижности дислокаций, на которую оказывают влияние как короткодействующие поля напряжений вокруг точечных дефектов – стопоров, на которых рассеивается энергия акустических колебаний, так и дальнодействующие поля внутренних напряжений. Показано, что различные виды несплошностей, такие как поры и микротрещины оказывают заметное влияние на акустические свойства. Обсуждаются различные аспекты взаимосвязи, сходства и различий акустических и механических (пластичность, прочность) испытаний поликристаллических материалов с микро- и нано-размерными структурными элементами.

Изучение характеристик упругой и обратимой микропластической деформации акустическим методом, связанных с колебательным движением дислокаций, позволяет получать информацию о природе процессов, которые в той или иной степени контролируют деформацию и разрушение кристаллических твердых тел.

Следует отметить, что достоверность информации существенно повышается при анализе влияния на изучаемые характеристики внешних факторов таких, как давление, температура, а также дополнительных данных об изменении при указанных воздействиях характеристик дефектной структуры, полученных другими, не акустическими методами.

Наиболее полно различные аспекты применения современной акустической методики (метода составного пьезоэлектрического вибратора) в механике, оптике и радиационной физике твердого тела изложены в [1]. Результаты настоящей работы в наиболее полном виде опубликованы в [2] и посвящены анализу механических (упруго-пластических свойств). В докладе рассмотрены результаты исследования бериллия (размер зерна от 6 до 60 мкм) [3], микрокристаллического алюминия и сплава Al +0,2%Sc (размер зерна ≤1 мкм) [4–6], титана (размер зерен ≈0,2 мкм) [7] и наноламината системы Cu–Nb (толщина слоев ≈10 нм) [8].

Процедура акустических измерений была следующей. На образце после изготовления или после того или иного воздействия измерялись амплитудные зависимости $E(\varepsilon)$ и $\delta(\varepsilon)$. На рис.1–3 в качестве примера приведены данные для титана и сплава Al +0,2%Sc. Из зависимостей $E(\varepsilon)$, измеренных в вакууме, по схеме, представленной в [1], строились кривые “напряжение - микропластическая деформация” (рис. 2). В ряде случаев при охлаждении и нагревании снимались температурные зависимости $E(T)$ и $\delta(T)$.

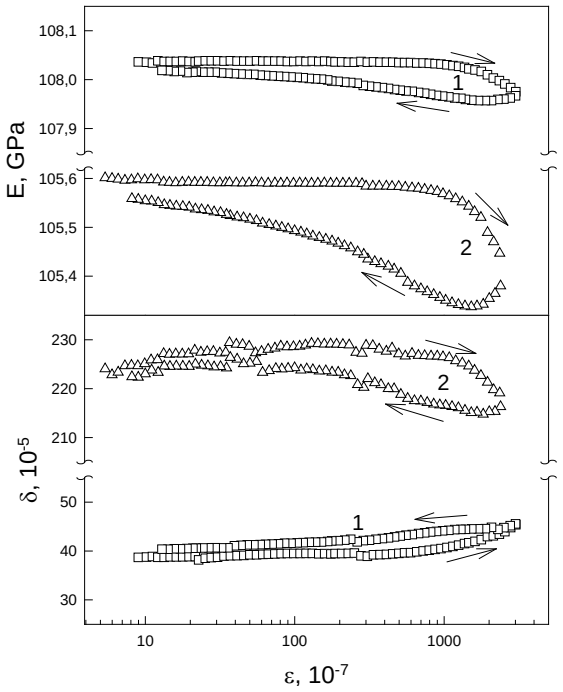


Рис. 1. Амплитудные зависимости модуля Юнга *E* и декремента δ для образца Ti; (1) – исходный образец, (2) – после прокатки; измерения выполнены при увеличении и уменьшении амплитуды ε; стрелки указывают направление изменения амплитуды

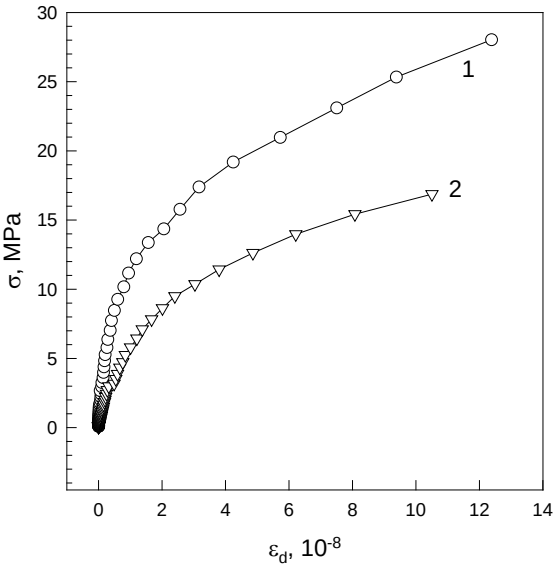


Рис. 2. Диаграммы микропластического деформирования σ(εd) образца титана: (1) – исходный образец, (2) – после прокатки; измерения выполнены при комнатной температуре

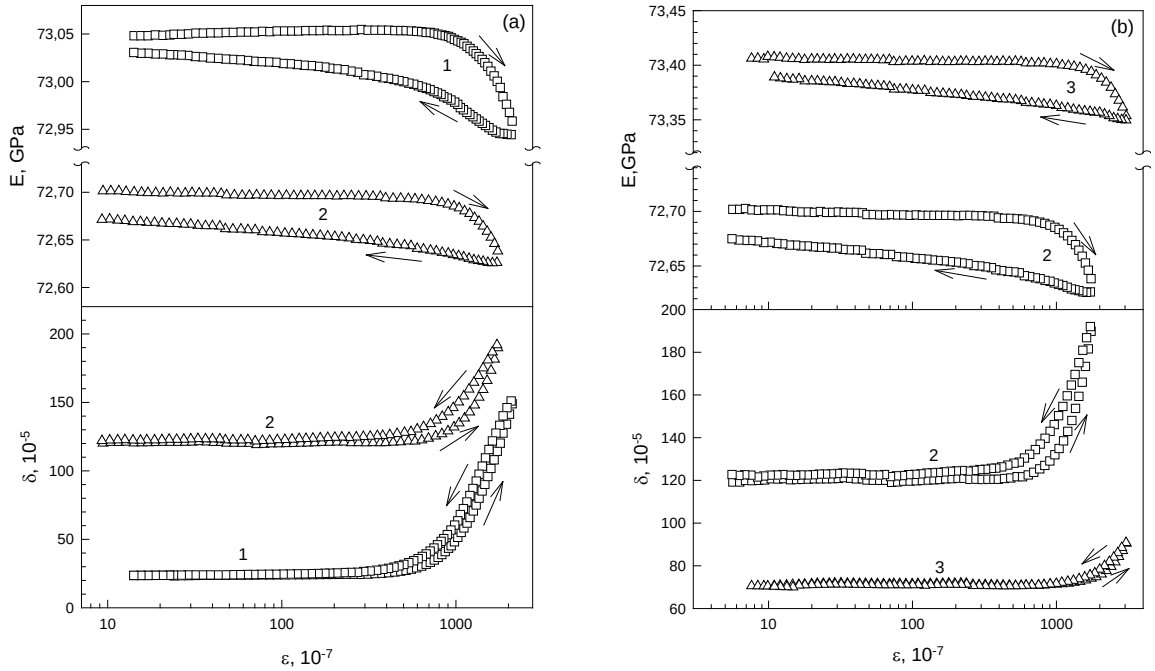


Рис. 3. Амплитудные зависимости модуля Юнга *E* и декремента δ для образца Al+0.2%Sc; (1) – исходный образец, (2) – после РКУ прессования, (3) – после обработки гидростатическим давлением 1,5 GPa; стрелки указывают направление изменения амплитуды

Микропластические свойства металлов и сплавов могут по-разному влиять на макропластические характеристики. Так при изучении поликристаллов бериллия [3] была

выявлена связь акустических свойств, в частности, амплитудно-зависимого поглощения ультразвука и нелинейной микропластической деформации с величиной относительного удлинения при разрыве. В более ранних исследованиях (см. обзор в [3]) на ряде моно- и поликристаллов наблюдалось подобие температурных зависимостей характерных микро- и макропластических (предел текучести) напряжений.

При изучении микрокристаллического алюминия и сплава Al+0.2%Sc [4–6] была выявлена важная роль внутренних напряжений на измеряемый модуль упругости (модуль Юнга) и установлена четкая связь между увеличением внутренних напряжений и ростом доли большеугловых границ при увеличении числа проходов РКУП. В [4] при изучении микро- и макропластических свойств удалось понять, почему имеет место рост разрывной прочности образца алюминия, предел текучести которого заметно меньше (здесь сравнивались образцы Al после одного и четырех проходов РКУ прессования).

Влияние несплошностей на модуль Юнга и декремент ультразвуковых колебаний было обнаружено на сплаве Al+0.2%Sc [4, 5, 7] и на наноламинате Cu–Nb [8], где изучалось влияние гидростатического давления на акустические параметры.

Анализ результатов, приведенных в данном обзорном докладе, показал, что возможного подобия характерных акустических и механических напряжений в зависимости от размера зерна не наблюдается. Это связано с тем, что микропластическая деформация в акустическом эксперименте носит в основном внутризеренный дислокационный характер, в то время как макроскопическая пластическая деформация и разрушение формируются в значительной мере в межзеренном пространстве. Однако дислокационная деформация внутри зерна, как показали исследования на поликристаллах бериллия, несомненно, влияет на величину предельной деформации при разрушении.

Акустическая методика, позволяющая проводить измерения в широком диапазоне амплитуд, имеет свою нишу в ряду механических испытаний, которая недоступна традиционным методам и в значительной степени дополняет их. В первую очередь это связано с наноуровнем неупругих деформаций от 10^{-9} до 10^{-6}. Столь малые деформации обеспечивают обратимость свойств образца при колебательном режиме нагружения. Отсюда проистекает неразрушающий характер акустических измерений, несмотря на то, что к исследуемому материалу прикладываются значительные механические нагрузки.

Список литературы

1. Б.К. Кардашев. Кристаллография **54**, 6, 1074 (2009).
2. Б.К. Кардашев, В.И. Бетехтин, М.В. Нарыкова. ЖТФ **85**, 12, 94 (2015).
3. Б.К. Кардашев, И.Б. Куприянов. ФТТ **53,** 2356 (2011).
4. В.И. Бетехтин, А.Г.Кадомцев, Б.К. Кардашев. ФТТ **48**, 8, 1421 (2006).
5. В.И. Бетехтин, V. Sklenicka, I. Saxi, Б.К. Кардашев, А.Г.Кадомцев, М.В. Нарыкова. ФТТ **52**, 8, 1517 (2010).
6. В.И. Бетехтин, Б.К. Кардашев, М.В. Нарыкова. Научно-технические ведомости СПбГПУ **4(109)**, 104 (2010).
7. В.И. Бетехтин, Ю.Р. Колобов, М.В. Нарыкова, Б.К. Кардашев, Е.В.Голосов, А.Г.Кадомцев. ЖТФ **81**, 11, 58 (2012).
8. В.И. Бетехтин, Ю.Р. Колобов, Б.К. Кардашев, Е.В.Голосов, М.В. Нарыкова, А.Г.Кадомцев, Д.Н.Клименко, М.И.Карпов. Письма в ЖТФ **38**, 3, 88 (2012).

ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ И ДЕФЕКТНАЯ СТРУКТУРА НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ТИТАНА, ПОЛУЧЕННОГО ПРИ КРИОПРОКАТКЕ

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

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

Широкая сфера применения титана обуславливает актуальность исследований, направленных на разработку методов повышения его прочностных свойств. Известно, что одним из важных структурных факторов, влияющих на прочность металлов и сплавов, является размер зерен-кристаллитов. Для уменьшения размеров зерен и повышения за счет этого прочности, в настоящее время используют различные методы интенсивных пластических деформаций – ИПД (мегапластических деформаций в квазигидростатических условиях), которые проводятся обычно при комнатной или повышенных температурах. Давно, однако, известно, что деформация металлов при криогенных температурах сопровождается образованием их структурных элементов (зерен, блоков и др.) размером в десятки нанометров [1]. Понижение температуры деформации уменьшает также интенсивность релаксационных процессов (динамического возврата), влияющих на размер зерен. С учетом всего вышесказанного исследование влияния на размер зерен криодеформации, ведущей к образованию наноразмерных зерен-кристаллитов несомненно актуально [2, 3]. Особенно это относится к криодеформации титана, в котором из-за образования высокой плотности двойников, границы зерен имеют двойниковую природу, что должно влиять на их стабильность [4, 5].

Действительно, проблема термомеханической стабильности высокопрочных наноструктурных металлических материалов, полученных при ИПД, важна, как в научном, так и в прикладном плане [6].

В данной работе, которая является развитием [5], будут рассмотрены результаты исследований влияния внешних воздействий на дефектную структуру и термомеханическую стабильность нанокристаллического титана ВТ1-0, полученного криопрокаткой, которая проводилась авторами [4] при температуре близкой к температуре жидкого азота до относительной деформации 86%.

Рассмотрим полученные в работе экспериментальные данные и их анализ.

Структурные исследования показали, что при криодеформации в указанных условиях средний размер зерен-кристаллитов в Ti составляет 35 нм, с максимальным размером не более 80 нм. Столь малый размер элементов фрагментированной структуры является результатом активации механического двойникования – важной моды низкотемпературной пластической деформации при этом эффективность фрагментации определяется многообразием действующих систем двойникования [4,5].

С помощью электронной микроскопии с использованием обратного электронного рассеяния была получена информация о распределении кристаллических зерен после криопрокатки по разориентации (рис.1) Видно, что криопрокатка титана привела к появлению большеугловых (>15°) границ, доля которых в распределении зерен по разориентации ≈ 55%; в тоже время наблюдается максимум и в области малоугловых границ.

Образование наноразмерных большеугловых зерен и привело, очевидно, к существенному повышению характеристик «кратковременной» прочности. Так предел текучести ($\sigma_{0,2}$) увеличился с 300 до 860 МПа, а предел прочности (σ_s) с 420 до 945 МПа, т.е. σ_s и $\sigma_в$ выросло в 2,2–2,9 раза. В этом отношении эффект упрочнения за счет криопрокатки оказался даже несколько более высоким, чем при «тепловых» методах ИПД. К примеру, при поперечно-винтовой прокатки титана ВТ1-0 после которой размер зерен

составил ≈0,18мкм, а доля большеугловых границ ≈ 63%, величина $\sigma_в$ и $\sigma_{0,2}$ увеличилась в 1,8 – 2 раза [7].

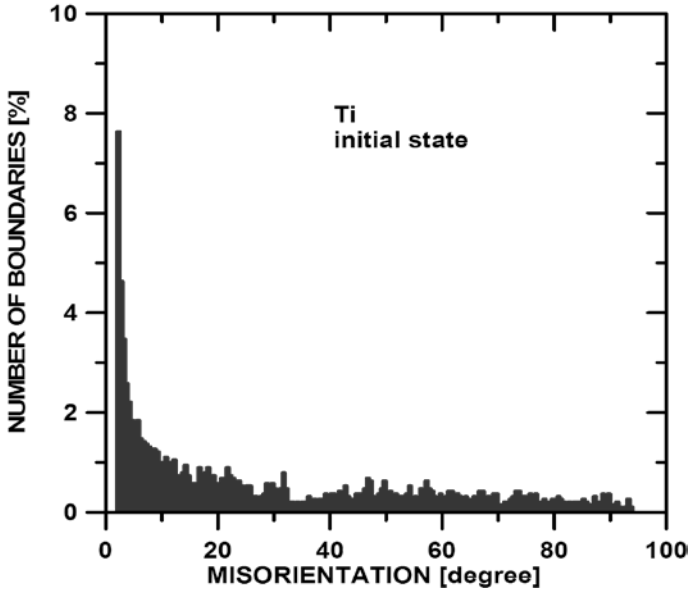


Рис. 1. Распределение границ зерен по разориентациям в Ti после криопрокатки

Рассмотрим результаты изучения термической и механической стабильности криопрокатного титана. Для оценки термической стабильности было изучено влияние температуры и длительности отжига на микротвердость с контролем при некоторых режимах термического воздействия размера зерен.

Из полученных данных (рис.2) видно, что при 573К длительный отжиг в течении 10 или 100 часов привел лишь к незначительному (≈8%) понижению твердости. При 673К отжиг в течении 10 или 100 часов вызвал более заметное (соответственно на 11 и 15%), но также сравнительно небольшое падение твердости. Лишь при 773К наблюдается резкое разупрочнение. При 10 и 100 часовых отжигах микротвердость уменьшилась на 38 и 41 % соответственно. Влияние величины температуры отжига (при фиксированном времени 10 часов) наглядно видно из рис.3. Микроскопические исследования показали, что отжиг при 673К ведет к бимодальному распределению зерен по размерам, при этом около 80% зерен после одного часа отжига имеют средний размер ≈ 0,17мкм, а после 10 и 100 часов ≈1,1 мкм.

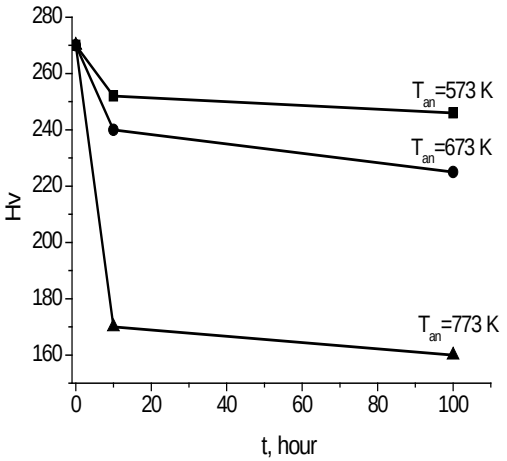


Рис. 2. Зависимость микротвердости (Hv) от длительности отжига титана, полученного при криопрокатке, при различных температурах отжига T_{an}

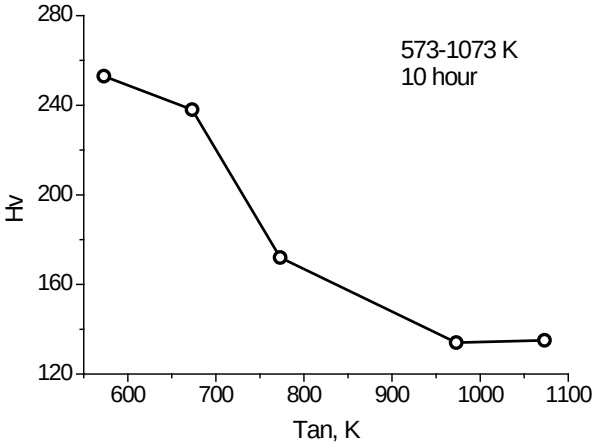


Рис. 3. Зависимость микротвердости (Hv) от температуры отжига для титана, полученного при криопрокатке; длительность отжига t_{an} = 10 час

Термическая стабильность после криопрокатки титана, как показал анализ литературных данных, существенно выше, чем у других криогеннодеформированных метал-

лов, например, меди [8], в которой первичная рекристаллизация наблюдается уже после часового отжига при 323К.

Очевидно, что высокая термомеханическая стабильность обусловлена, как уже отмечалось, многообразием типов и действующих систем двойникования при криодеформации титана и, как следствие, двойниковой природой границ зерен – кристаллитов, обуславливающей термическую стабильность этих границ.

В тоже время следует отметить, что субмикроструктурный титан, полученный при «тепловом» методе ИПД, показывает более высокую термомеханическую стабильность, чем криодеформированный. Так, оценка влияния отжига на микротвердость субмикрокристаллического титана, полученного при поперечно-винтовой прокатке, дала следующие результаты. Отжиг в течении 10 и 100 часов при 573К снизил микротвердость на ≈2-4%, а при 773К соответственно на ≈ 30 и 32% [7].

В работе были получены также предварительные данные о влиянии σ и *T* на долговечность образцов криопрокатанного титана при испытаниях в режиме ползучести (при напряжениях 100–200 МПа) и *T* (623–723 К) (таблица 1).

Таблица 1. Зависимость долговечности (τ) от напряжения (σ) и температуры (*T*)

σ, МПа	*T*, К	τ, час.
200	623	116
200	673	32
200	723	1,2
100	723	48

Полученные данные (таблица 1) свидетельствуют о том, что механическая стабильность (долговечность) полученного при криопрокатке титана существенно зависит от внешних факторов (величины нагрузки, температуры).

Таким образом, предел прочности и текучести наноструктурного титана, полученного при криопрокатке, несколько больше, чем субмикрокристаллического титана, приготовленного при поперечно-винтовой прокатке, однако термомеханическая стабильность титана после «теплового» воздействия ИПД выше, чем после криопрокатки.

Авторы благодарят профессора В.А. Москаленко за криопрокатку титана и профессора В. Скленичку за помощь в структурных исследованиях.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект №15 – 12 – 30010).

Список литературы

1. И.А.Гиндин, М.Б.Лазарева, В.П. Лебедев, Р.Д. Стародубов.// ФММ, 24, 2, 347 (1967).
2. A.R.Smirnov, V.A. Moskalenko. // Mat. Sci. Eng. A., 327, 138 (2002).
3. D.K.Yang, P.D. Hodson, C.E. //Wen Scripta Mater. 63, 941 (2010)
4. В.А. Москаленко, А.Р. Смирнов, А.В. Москаленко. // ФНТ, 35, 11, 1160 (2009).
5. В.А. Москаленко, В.И. Бетехтин и др.// ФТТ, 56, 8, 1539 (2014).
6. Андриевский Р.А. // Успехи химии. 2014. Т. 83. Вып. 4. С. 365-375.
7. В.И. Бетехтин, Ю.Р. Колобов и др. //ЖТФ, 85, 1, 66 (2015).
8. T.Konakova, S.Mironov etc. //Acta Mater. 58, 5267 (2010)

ТЕОРЕТИКО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ АСПЕКТЫ НЕРАВНОВЕСНОЙ ЭВОЛЮЦИОННОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ

Метлов Л.С.[1,2], Варюхин В.Н. [1,2], Сенникова Л.Ф.[1], Ткаченко В.М.[1], Петренко А.Г. [2]

[1]Донецкий физико-технический институт, Донецк, Украина
[2]Донецкий национальный университет, Донецк, Украина

В Донецком физико-техническом институте для моделирования эволюции дефектной структуры металлов при обработке их методами интенсивной пластической деформации (ИПД) предложен и развивается подход неравновесной эволюционной термодинамики (НЭТ) [1-3]. Подход базируется на общих принципах неравновесной термодинамики, но составным элементом включает в себя идею эволюционных уравнений, заимствованную из феноменологической теории фазовых переходов Ландау. В качестве основного термодинамического потенциала принята не свободная энергия, а внутренняя энергия, поскольку именно ее изменение, которое идет на формирование дефектной структуры, регламентируется влиянием внешних тел в форме работы и теплообмена. В целом модель считается заданной, если (эффективная) внутренняя энергия u определена, как функция плотности дефектов, например, в виде

$$u = u_0 + \sum_{m=1}^{M_d}\left(\varphi_{0m}h_m - \frac{1}{2}\varphi_{1m}h_m^2 + \frac{1}{3}\varphi_{2m}h_m^3 - \frac{1}{4}\varphi_{3m}h_m^4\right) + \sum_{m=1,n<m}^{M_d}\varphi_{mn}h_m h_n\,, \qquad (1)$$

где u_0 – не зависящая от дефектности часть внутренней энергии, h_m – плотность дефектов m-типа, φ_{im}, φ_{mn} – параметры теории, M_d – число типов дефектов.

Эволюционное уравнение для дефекта m-типа можно записать в виде

$$\tau_m \frac{\partial h_m}{\partial t} = \varphi_{0m} - \varphi_{1m}h_m + \varphi_{2m}h_m^2 - \varphi_{3m}h_m^3 + \sum_{n\neq m,n=1}^{M_d}\varphi_{mn}h_n\,, \qquad (2)$$

где τ_m – время релаксации для этого вида дефекта (величина обратная кинетическому коэффициенту).

Физический смысл и примерный диапазон изменения параметров теории устанавливается для каждого случая отдельно, например, так, как это описано в [3, 4]. В то же время, точные экспериментальные методы определения параметров теории на данный момент отсутствуют, отсутствуют также (не феноменологические) теории, которые могли бы вычислить их из первых принципов или из моделей более глубокого микроскопического уровня. Общую ситуацию, сложившуюся в этой области, можно представить в виде некоторой концептуальной схемы, приведенной на рис. 1.

Центральное место в схеме занимают теория неравновесной эволюционной термодинамики и технологический эксперимент (обработка металлов методами ИПД), который она непосредственно описывает. Теория на качественном уровне моделирует закономерности, наблюдаемые в эксперименте и, в виде обратной связи, получает информацию для уточнения параметров теории. Наблюдаемые закономерности образуют совокупность фактов, которые являются информационным базисом для задачи в целом. Поскольку определение параметров теории таким способом является решением обратной задачи, которая, как известно, является некорректной по определению, то для ее успешного решения необходима существенная избыточность информации.

В настоящее время имеется ряд закономерностей, которые могут быть использованы в этом качестве. Это построение единой кривой упрочнения для всего интервала деформирования в рамках двухдефектной модели [3–5] (факт 1). На начальной стадии деформирования ход этой кривой соответствует закону Холла-Петча, а на

развитой стадии деформирования – линейному закону упрочнения. Перебор параметров теории [5] и сравнение теоретических и экспериментальных кривых упрочнения допускает принципиальную возможность пошагового уточнения параметров. Большое значение могут иметь и сравнение кинетических кривых для плотностей дефектов, однако построение экспериментальных кинетических кривых для дефектов разных типов сопряжено с большими техническими проблемами, решение которых под силу только развитым экономикам.

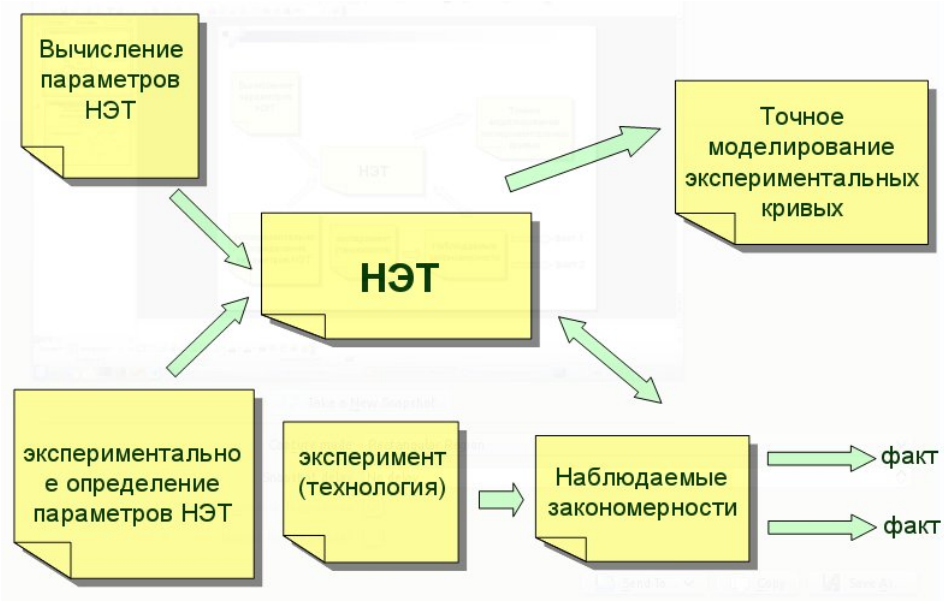
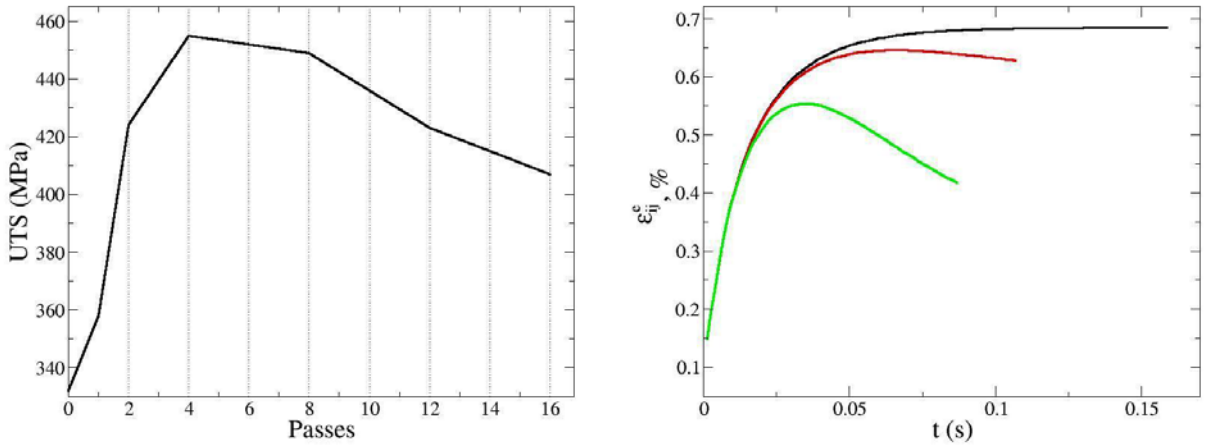


Рис. 1. Концептуальная схема взаимодействия теории и эксперимента

Второй пример (факт 2) можно привести для случая запредельного деформирования, когда в действие вступает еще один вид дефекта – микропоры. Этот вид дефекта формируется наиболее медленно, и на начальной стадии его производством можно пренебречь. В итоге, в процессе ИПД дефектная структура (дислокации и границы зерен), а также предел пластического течения выйдут на некоторый предельный уровень. Дальнейшая деформация может привести к накоплению микропор, которые начнут ослаблять материал и его прочность начнет уменьшаться (рис. 2) [6].

Взаимодействие теории и эксперимента осуществляется через описание наблюдаемых закономерностей и фактов (двунаправленная стрелочка). При этом, возможно как простое сопоставление экспериментальных и расчетных кривых, так и их более сложное согласование, когда на основании выводов теории разрабатываются предложения для проведения новых экспериментов, и так несколько циклов, пока не будет достигнуто наиболее полное согласование (в диалоге) теоретических и экспериментальных кривых. На каждом шаге происходит сужение диапазона задания параметров теории.

В этом контексте могут быть использованы любые экспериментальные данные. Интересный парадоксальный эффект, который еще предстоит описать в рамках НЭТ, получен при различных способах обработки металлов, методом гидроэкструзии (ГЭ) и методом угловой гидроэкструзии (УГЭ) (рис. 3). Парадоксальность заключается в том, что элементом в ГЭ присутствует гидростатическое давление, которое, казалось, должно способствовать залечиванию микропор, однако, их плотность (отношение суммарного объема микропор к общему объему материала) в результате такой обработки уменьшается. В то время как сдвиговые напряжения, которые преобладают в УГЭ, наоборот, приводят к снижению плотности микропор.



а *б*

Рис. 2. Экспериментальная [7] (*а*) и теоретическая (*б*) зависимость предела пластического течения от числа проходов. Полагается, что накопленная деформация и число проходов пропорциональны времени деформирования и ε^e_{ij} – предельная упругая деформация

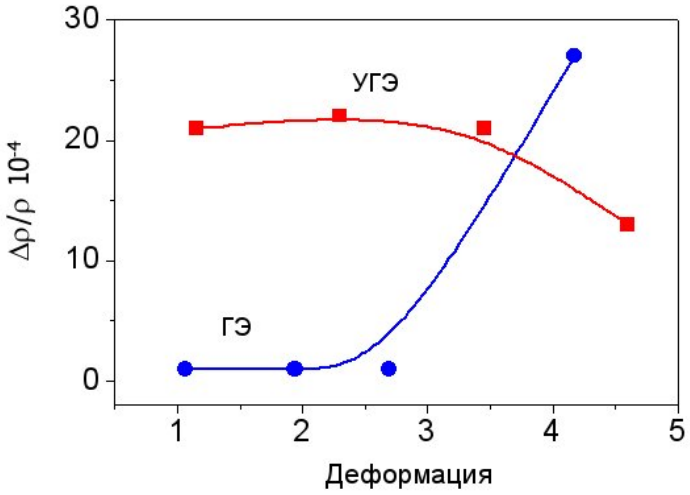


Рис. 3. Изменение плотности микропор материала при ГЭ и УГЭ

Еще одно направление, которое открывается в рамках концептуальной схемы (рис.1), это прямое вычисление или определение в специальных экспериментах параметров теории, что открывает возможность не качественного, а точного сравнения теоретических и экспериментальных кривых.

Список литературы

1. L.S. Metlov. Phys. Rev. E **81**, 051121 (2010).
2. L.S. Metlov. Phys. Rev. Lett. **107**, 165506 (2011).
3. L.S. Metlov. Phys. Rev. E **90**, 022124 (2014).
4. Л.С. Метлов. Вестник Донецкого университета. Серия А: Естественные науки. В. 2, 136 (2009).
5. Л.С. Метлов, В.Н. Варюхин. Физика и техника высоких давлений. **22**, № 2, 7 (2012).
6. Л.С. Метлов, А.А. Давиденко. Вестник Тамбовского государственного университета. **18**, 4, 1964 (2013).
7. F.D. Torre, R. Lapovok. Acta Materialia. **52**, 4819 (2004).

BIOMECHANICS OF NANOMATERIALS FOR THE MINIATURIZATION OF MEDICAL DEVICES

Polyakov A.V.[1,2], Lomakin I.V.[1], Semenova I.P.[1,2], Valiev R.Z.[1,2]*

[1]*Laboratory for Mechanics of Bulk Nanomaterials, Saint Petersburg State University, Peterhof, Saint Petersburg, Russia;*
[2]*Institute of Physics of Advanced Materials, Ufa State Aviation Technical University, Ufa, Russia;*
*rzvaliev@mail.rb.ru

It is well-known [1,2] that from the point of view of biocorrosion resistance, titanium is superior to other surgical metals, due to the formation of a very stable passive layer of TiO_2 on its surface. Ti is intrinsically biocompatible and often exhibits direct bone apposition. Another favorable property of Ti is the low elastic modulus (twofold lower compared to stainless steel and Co–Cr), which results in less stress shielding and associated bone resorption around titanium orthopedic and dental implants. Furthermore, titanium is more light-weight than other surgical metals and produces fewer artifacts on computer tomography and magnetic resonance imaging [3,4]. However, the static and fatigue strengths of titanium are too low for commercially pure (CP) titanium implants to be used in load-bearing situations. Such application requires using stronger Ti alloys or stainless steels. The addition of alloying elements allows for a significant improvement of the mechanical properties of titanium, but the typical alloying elements such as aluminum and vanadium are toxic and may cause Alzheimer's disease. Therefore, much effort is being directed toward the development of V- and Al-free Ti alloys. The promising way to enhance the mechanical strength of titanium is its nanostructuring associated with a strong grain refinement by severe plastic deformation (SPD) [5-9]. The ECAP-Conform (ECAP-C) technique, with subsequent drawing is currently the most effective way to produce long-length rods with a nanostructure [10,11]. Our recent studies have demonstrated a promising outlook of nano-Ti as a biomaterial for medical implants. Nanostructuring of titanium results not only in increase of its mechanical strength, the fatigue resistance grows as well [12,13], exceeding the level of Ti–6Al–4V ELI applied for osteosynthesis. This opens up opportunities for miniaturization of items from nano-Ti.

As known that simplified rules for designing devices are used in case of material change: fatigue strength retention with change of its cross section. In order to determine the critical minimal sizes of a plate depending on the loading conditions, the following conditions should be fulfilled [1]: for tension/compression, the cross section area of a plate: $A \geq F_{max}/\sigma_f$ (1), for bending, the axial resistance moment: $W \geq Mb_{\max}/\sigma_f$ (2), where σ_f is the material fatigue endurance limit; $F_{\max}$ and $Mb_{\max}$ are the maximal applied force and the bending moment, respectively. In this work the standard sizes of a miniplate from CP Ti designed by the "Conmet" company are taken as the base sizes according to ASTM F 67-00. In order to determine the coefficient of the cross section area reduction, the fatigue endurance limit of Ti Grade 4 was measured in the initial coarse-grained $\sigma_{f(CG)}$ and nanostructured $\sigma_{f\ (NS)}$ states, respectively (section 2.3). Knowing the values of $\sigma_{f(CG)}$ and $\sigma_{f(NS)}$, one can calculate the fatigue strength ratio in accordance with the formula [1]: $K_r = \sigma f_{(CG)}/\sigma f_{(NS)}$ (3). Then, using formulas (1) and (2) for both loading schemes (tension/compression and bending), the main criterion in the cross section area reduction in the nano-Ti plate will be the following ratios [1]: for tension/compression: $A_{(NS)} \geq A_{(CG)} * K_r$ (4), for bending: $W_{(NS)} \geq W_{(CG)} * K_r$ (5). The new sizes of nano-Ti Grade 4 plates are chosen (see below), using the estimated values of the fatigue strength ratio (K_r). Rods of Ti Grade 4 which met the requirements of the ASTM F67 standard for medical implants were chosen as the material for this investigation. The impurity content of the material usually was (in wt. %) 0.050% C, 0.20% Fe, 0.35% O_2, 0.007% N, 0.0020% H and the remainder Ti. The average grain size of the used titanium rods, in the as-received conditions, was ~25 μm. The as-received Ti Grade 4 rods with a diameter of 12 mm were subjected to ECAP-C in a die-set with a 120° intersection angle Φ, through the B_c route. Subsequent drawing was carried out to a reduction rate of 85%. The deformation temperature was equal to 200 °C.

The processing details are presented in [14]. Table 1 illustrates the mechanical property benefits attainable by nanostructuring of CP titanium, for example, the strength of the nanostructured titanium is nearly twice that of conventional CP titanium.

Table 1. Mechanical properties of conventionally processed and nanostructured Ti

Processing/treatment conditions	UTS, MPa	YS, MPa	Elongation, %	Reduction of area, %	Fatigue strength at 10^7 c
Conventional Ti	700	530	25	52	340
nano-Grade 4	1330	1267	11	48	620
Annealed Ti–6Al–4V ELI	940	840	16	45	530

The high value of ultimate tensile strength (UTS) in Ti after ECAP + Drawing almost twice exceeds that in the initial state and is even higher with increasing the degree of straining from 75 to 85% during drawing. As is known, for conventional techniques of deformation processing such as rolling, extrusion or drawing, with increasing the accumulated strain and microstructure refinement, a visible strength growth can be observed, but also a considerable reduction in ductility takes place. This is due to the fact that these processing techniques result in a subgrain type of microstructure, which is characterized by pronounced metallographic and crystallographic textures as well as high volume of low-angle grain boundaries. At the same time, the use of SPD processing allows for the formation of a UFG structure featuring homogeneity, a large volume of high-angle grain boundaries and a lack of a pronounced texture. Such an ultrafine-grained structure may provide the combination of high strength through the Hall-Petch relation and sufficient ductility [15,16], because the origin of grain boundaries in UFG materials plays an important role in determining the level of mechanical properties. In the studies on UFG Ti [17] it was shown that the formation of high-angle, non-equilibrium grain boundaries may provide the processes of intergranular sliding during severe plastic deformation already at room temperature, thus considerably influencing the material deformability and ductility level. An increase of accumulated strain and volume of high-angle grain boundaries in the UFG Ti structure leads to a change of the dominant deformation mechanisms due to the increasing contribution of grain boundary sliding and rotation [6].

To produce implants from nanostructured Ti, a plate designed by the "Conmet" company (Moscow, Russia) for maxillofacial surgery (Fig. 1) is used [www.conmet.ru /e_main.html].

Fig. 1. Image of a mini plate with six holes (a) and 2.0 mm diameter Nanoimplant® [www.timplant.cz/en/] (b) made from nanostructured Ti Grade 4

In accordance with formula (5), knowing the fatigue endurance limit values of conventional and nano-Ti (table 2), one can calculate the coefficient K_r, and the axial resistance moment W. This enables determining the minimal possible area of the cross section of nano-Ti plates with retention of the item's fatigue strength. This testifies to the fact that the reduced cross section area should not lead to strength reduction of the plate during bending. The standard plates have withstood 17000±500 cycles, whereas the nano-Ti plate with the reduced cross section has withstood more cycles to failure (105000±800). This points to an enhanced bending strength of the plate from nano-Ti Grade 4 despite its reduced thickness, which is an important advantage over the standard item made from conventional Ti.

Table 2. Sizes of a base plate from CG and NS Ti Grade 4 [18]

Plate	Fatigue strength limit σ_f, MPa	Strength ratio, K_r	Geometrical sizes of a plate				Axial resistance moment, W
		$K_r = \sigma_{f(CG)}/\sigma_{f\ (NS)}$	Length, L mm	Area in the central part, A, mm^2	Thickness, h, mm	Width, b, mm	$W=bh^2/6$ mm^3
Ti plate	340	0.6	46.4	2.7	0.9	3	0.40
n-Ti plate	620		46.4	2.1	0.7	3	0.25

The calculations and experimental results show that using the already available nanostructured titanium with UTS of 1330 MPa, it is possible to securely reduce the diameter of the implant down to 2.0 mm (Fig. 1). The reduced radius of an implant allows one to minimize medical intrusion, thus making implantation a less traumatic procedure. This implants can be installed in patients with a thin alveolar bone, where the use of conventional CG Ti implant is impossible or requires additional intervention followed by bone augmentation. Seeing patients in a clinical setting has shown that increasing the biological properties of nano-titanium contributes to the rapid engraftment of the implant and about 70% of nano-Ti implants could be loaded immediately after inserting [19].

The work was supported by the Saint-Petersburg State University gr. № 6.37.204.2016.

References

1. D. M. Brunette, P. Tengvall, M. Textor, P. Thomsen (eds.), *Titanium in Medicine*, Springer, Berlin 2001, 1019.
2. N. Soumya, B. Banerjee, *Materials for Medical Devices*, in: ASM Handbook, vol. 23 (ed: R. Narayan), ASM International, Materials Park, OH, USA 2012, pp.6–17.
3. M. Niinomi, Biologically and mechanically biocompatible titanium alloys *Mater. Trans.* 2008, *49(10)*, 2170.
4. M. Geetha, A. K. Singh, R. Asokamani, A. K. Gogia, Ti based biomaterials, the ultimate choice for orthopaedic implants—A review*Prog. Mater. Sci*. 2009, *54*, 397.
5. R. Z. Valiev, R. K. Islamgaliev, I. V. Alexandrov, Bulk Nanostructured Materials from Severe Plastic Deformation, *Prog. Mater. Sci.* 2000, 45, 1.
6. R.Z. Valiev, Nanostructuring of metals by severe plastic deformation for advanced properties, *Nat. Mater*. 2004, *3*, 511.
7. M.J. Zehetbauer, Y. T. Zhu (eds.), *Bulk Nanostructured Materials*, WILEY-VCH, Weinheim, 2009, p. 850.
8. Y. Estrin, A. Vinogradov, Extreme grain refinement by severe plastic deformation, *Acta Mater*. 2013, *61*, 782.
9. Y. Estrin, E. P. Ivanova, A. Michalska, V. K. Truong, R. Lapovok, R. Boyd, Accelerated stem cell attachment to ultrafine grained titanium, *Acta Biomater*. 2011, *7(2)*, 900.
10. R. Z. Valiev, T. G. Langdon, Principles of equal-channel angular pressing as a processing tool for grain refinement, *Prog. Mater. Sci.* 2006, *51*, 881.
11. D. V. Gunderov, A. V. Polyakov, I. P. Semenova, G. I. Raab, A. A. Churakova, E. I. Gimaltdinova, I. Sabirov, J. Segurado, V. D. Sitdikov, I. V. Alexandrov, N. A. Enikeev, R. Z. Valiev, Evolution of Microstructure, Macrotexture and Mechanical Properties of Commercially Pure Ti During ECAP-Conform Processing and Drawing, *Mater. Sci. Eng. A* 2013, 562, 128.
12. Ruslan Z. Valiev, Irina P. Semenova, Vladimir V. Latysh, Henry Rack, Ter r y C. Lowe, Jiri Petruzelka, Ludek Dluhos, Daniel Hrusak and Jarmila Sochova. Nanostructured Titaniumfor Biomedical Applications. Advanced Biomaterials 2008, pp. 15-17.
13. R.Z. Valiev, I.P. Semenova, V.V. Latysh, H. Rack, T.C. Lowe, J. Petruzelka, L. Dluhos, D. Hrusak, J. Sochova, Nanostructured Titanium for Biomedical Applications, *Adv. Eng. Mater.* 2008, *10(8)*, B15.

14. I.P. Semenova, A.V. Polyakov, G.I. Raab, T.C. Lowe, R.Z. Valiev, Enhanced fatigue properties of ultrafine-grained Ti rods processed by ECAP-Conform, J. of Mater. Sci., 2012, 47, 7777-7781.
15. F. Dalla Torre, R. Lapovok, J. Sandlin, P.F. Thomson, C.H.J. Davies, E.V. Pereloma, Microstructures and properties of copper processed by equal channel angular extrusion for 1–16 passes, Acta Mater. 2004, 52, 4819.
16. R.Z. Valiev, A.V. Sergueeva, A.K. Mukherjee, The Effect of annealing on tensile deformation behavior of nanostructured SPD titanium, Scripta Mater. 2003, 49.
17. R. Z. Valiev, A. P. Zhilyaev, T. G. Langdon, Bulk Nanostructured Materials: Fundamentals and Applications, John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, NJ 2013/2014, p. 456.
18. I. P. Semenova, G. V. Klevtsov, N. A. Klevtsova, G. S. Dyakonov, A. A. Matchin, R. Z. Valiev Nanostructured Titanium for Maxillofacial Mini-implants. Adv. Eng. Mater. 2016.
19. A.V. Polyakov, L. Dluhos, G.S. Dyakonov, G.I. Raab, R.Z. Valiev Recent advances in processing and application of nanostructured titanium for dental implants *Adv. Eng. Mater*. 2015. 1869.

ХЛАДНОЛОМКОСТЬ И РАЗРУШЕНИЕ МЕТАЛЛОВ С РАЗНЫМИ КРИСТАЛЛИЧЕСКИМИ РЕШЕТКАМИ – ДИСЛОКАЦИОННЫЕ МЕХАНИЗМЫ

Чернов В.М. [1*], Кардашев Б.К. [2], Мороз К.А. [1]

[1]Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов имени академика А.А. Бочвара (АО «ВНИИНМ»), Москва, Россия,
VMChernov@bochvar.ru.
[2]Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия

При достаточно низких температурах (обычно около и ниже комнатной) в металлах (моно-, поликристаллах) с разными кристаллическими решетками (ОЦК, некоторых ГПУ) возникает состояние низко-температурного охрупчивания (НТО) или хладноломкости, неустойчивое к лавинному внутрикризеренному распространению критической трещины (хрупкому разрушению) и характеризуемое температурой вязко-хрупкого перехода T_{dbtt}. В НТО-состоянии (при температурах ниже T_{dbtt}) возможно лавинное внутризеренное распространение критической трещины при реализации в разрушаемом металле (изделии) определённого напряженно-деформированного (плоско-деформированногго) состояния. При обычных (статических) механических испытаниях тех же металлов в НТО-состоянии наблюдается их значительная пластичность с вязким характером разрушения. Возникновение неустойчивого НТО-состояния разрушаемого металла зависит от его температуры и прочности (низкотемпературного предела текучести) и жесткости напряженно-деформированного состояния, определяемого размером (толщиной) и внешней нагрузкой. Обычно, чем выше прочность металла и чем больше его размер (толщина), тем выше температура T_{dbtt}. В ГЦК металлах и многих ГПУ металлах НТО-состояние устойчиво относительно их хрупкого разрушения.

В работе определены условия возникновения НТО состояния, T_{dbtt} и лавинного внутризеренного распространения трещины (хрупкого разрушения) в металлах с разными кристаллическими решетками (ОЦК, ГЦК, ГПУ). Практически все явления пластической деформации и разрушения металлов определяются их кристаллической структурой и её дефектами с главенствующей ролью дислокаций, их зарождением, плотностью и подвижностью. Рассмотрены дислокационные механизмы зарождения и роста докритических трещин (первая стадия разрушения) и лавинный рост критических внутризеренных трещин (вторая стадия разрушения). Нет одного (главного) физического механизма хрупкого разрушения металлов (изделий) в НТО состоянии. Все стадии разрушения

определяются согласованной работой дислокационных механизмов (термоактивируемых, динамических) на различных структурных уровнях, контролирующих стадии разрушения и зависящих от объёмов (толщин) металлов (изделий), их кристаллических решеток (упругих модулей, систем скольжения, барьеров Пайерлса), плотности и подвижности в них дислокаций (низкотемпературных пределов текучести), напряженно-деформированных и температурных состояний, и энергии поверхности, совместное влияние которых не всегда линейно аддитивно (синергизм процесса разрушения). В нанокристаллических металлах (характерный размер зерна менее 100 нм) трещиностойкость будет возрастать из-за уменьшения размеров плоских скоплений дислокаций и количества дислокаций в таких скоплениях (одного из основных источников зарождения трещин) и релаксации напряжения в вершине домакроскопической трещины при её взаимодействии с границей зерна.

Компоненты напряжения трещины (концентратора напряжения) в её плоскости (нормальная σ_{22} и сдвиговая σ_{12}) в вершине трещины определяются выражением $\sigma_{ij}(r) = \sigma_{ij}\,(1 + (L/2r)^{1/2})$, $2L$ – длина трещины, радиус r отсчитывается от её края. Значения этих компонент в вершине трещины локально могут достигать критических теоретических значений напряжений разрушения на разрыв σ_{th} и на сдвиг σ_{sh} металла. Для раскрытия макроскопической трещины в металле с образованием свободной поверхности требуется нормальное критическое напряжение σ_{22} в вершине трещины (мода I раскрытия трещины), равное напряжению разрушения металла на разрыв $\sigma_{th} = (\gamma E/a)^{1/2}$ [Е. Орован, 1949], E –модуль упругости, $\gamma \approx 0.1Ea$ – удельная поверхностная энергия, a – параметр кристаллической решетки. Из условия $\sigma_{22}(a) = \sigma_{th} \approx 0.32E$ следует критическое значение нормального напряжения в вершине трещины $\sigma_{cr} = [2E\gamma/L]^{1/2} \approx 0.45E(a/L)^{1/2}$, определяющее раскрытие трещины. Полученное значение σ_{cr} совпадает с критическим напряжением Гриффитса σ_{Gr} [А.А. Гриффитс, 1920].

На фронте трещины возникает локальная «зона пластичности» (зона зарождения и движения дислокаций) радиусом $r_c = (L/2)(\sigma_{12}/\sigma_{ys})^2$, в которой сдвиговая компонента напряжения в плоскости трещины $\sigma_{12}(r) \geq \sigma_{12}(r_c) = \sigma_{ys}$ превышает значения предела текучести σ_{ys}. Теоретическая прочность на сдвиг $\sigma_{sh} = G/2\pi$ [Я. Френель, 1926] определяется в вершине трещины напряжением $\sigma_{sh}(a) = 0.23G(a/L)^{1/2}$ (G – модуль сдвига). В зоне пластичности ($r < r_c$) начинается деформация (распространение трещины), обеспечиваемая подвижностью зародившихся в этой зоне дислокаций под действием сдвигового напряжения. Раскрытие (разрыв межатомных связей) и распространение трещины обеспечивается деформацией в пластической зоне трещины. Пластическая деформация (движение дислокаций) возникает на всех стадиях хрупкого разрушения и всегда ему предшествует [А.В. Степанов, 1934]. Если работа на пластическую деформацию превышает работу на создание свободной поверхности, трещина становится «вязкой» (не распространяется). Для раскрытия и распространения трещины требуется высокая жесткость (плоско-деформированное состояние) разрушаемого металла, обеспечивающая критические значения нормальной (раскрытие трещины, мода I) и сдвиговой (распространение трещины, мода II) компонент напряжения в вершине трещины.

В целом, для металлов с разными кристаллическими решетками (ОЦК, ГЦК, ГПУ) сделаны выводы:

1. НТО-состояние (формирование температуры T_{dbtt}) с возможностью хрупкого разрушения является характерным свойством металлов (моно- и поли-кристаллов) с высокими значениями барьера Пайерлса, энергии упругого взаимодействия дислокаций с точечными дефектами (твёрдорастворного упрочнения) и стартового напряжения для движения дислокаций, как необходимых условий хрупкого разрушения. Такие условия выполняются для направлений скольжения дислокаций (направлений векторов Бюргерса) вдоль нечетных осей симметрии кристаллических решеток (типа <111> в ОЦК и <11-23> в ГПУ). Практически все ОЦК металлы относятся к классу с нечетными осями симметрии (<111>). Только в некоторых ГПУ металлах (бериллий, цирконий, др.) могут

реализовываться нечетные оси симметрии (<11-23>) и проявляться эффект хладноломкости. ГЦК и многие ГПУ металлы имеют направления скольжения с осями чётного порядка (типа <110> и <11-20>), характеризующихся малым барьером Пайерлса, слабым упругим взаимодействием дислокаций с точечными дефектами (требуемые необходимые условия не выполняются).

2. Определены условия, выполнение которых вызывает внутризёренное лавинное распространение трещины (хрупкое разрушение) при внешнем напряжении σ в НТО-состоянии разрушаемого металла (изделия):

2.1 Напряженно-деформированное состояние, формируемое необходимыми значениями компонент σ_{22} и σ_{12} в плоскости трещины (плоскости скольжения дислокаций) и определяемое параметром $\lambda = \sigma_{12}/\sigma_{22}$, должно быть достаточно жестким (плоскодеформированное состояние**)** при достаточно больших значениях отдельных компонент σ_{12} и σ_{22}. Стадия зарождения и домакроскопического роста трещины (первая стадия разрушения) будет определяться компонентой σ_{12}, а её длительность будет зависеть от скорости термоактивируемой подвижности дислокаций и прочности (низкотемпературного предела текучести). Вторая стадия разрушения будет определяться совместным действием нормального (раскрытие трещины) и сдвигового (удлинение трещины) напряжений в вершине трещины.

2.2 Нормальное критическое напряжение в вершине трещины (мода I) должна достигать напряжения разрушения металла на разрыв $\sigma_{cr} = [2E\gamma/L]^{1/2} \approx 0.45E(a/L)^{1/2}$. Напряжение σ_{cr} равно по величине напряжению Гриффитса σ_{Gr} для раскрытия трещины.

2.3 Сдвиговое напряжение на фронте трещины σ_{dyn} (мода II) должно обеспечивать зарождение дислокации в пластической зоне трещины и достижение их подвижности (высокие стартовые напряжения) в динамической области ($\sigma_{dyn} \approx 10\sigma_{ys}$).

2.4 Коэффициент вязкого торможения дислокации B при её движении в динамической области со скоростью v, должен быть меньше критического значения B_{cr}, определяющего подвижность дислокации с малой работой на её перемещение (пластическую деформацию) в пластической зоне трещины ($B_{cr}v < 2\gamma$). Условие $B < B_{cr}$ выполняется при достаточно низких температурах и определяет температурную область хладноломкости ($T < T_{dbtt}$). Фронт распространения трещины не может опережать движущуюся перед ним дислокацию, а скорость дислокации в пластической зоне трещины определяет скорость самой трещины.

Неразрушающие эксперименты по внутреннему трению (ультразвуковой диапазон частот около 100 кГц), позволяют оценить температурную зависимость коэффициента вязкого торможения дислокации (уровень амплитудно-независимого внутреннего трения) в металле, определяющего вязкий (большое дислокационное трение) или хрупкий (малое дислокационное трение) характер распространения трещины. Этим методом определены температурные области хладноломкости ($T < T_{dbtt}$) в ОЦК (ферритно-мартенситная сталь ЭК-181, сплав V–4Ti–4Cr) и ГЦК (аустенитная сталь ЭК-164) металлах. В ГЦК металле наблюдается большое внутреннее трение (большое вязкое торможение дислокаций) при всех температурах. В ОЦК металлах только при температурах хладноломкости (ниже T_{dbtt}, определенной из ударных экспериментов**)** наблюдается низкий, значительно более низкий, чем в ГЦК металле, уровень внутреннего трения. В ОЦК металлах при температурах выше T_{dbtt} наблюдается резкое увеличение внутреннего трения (вязкого торможения дислокаций), а температуры начала резкого увеличения внутреннего трения (резкого увеличения B) хорошо соответствуют температурам T_{dbtt}, определённым из ударных экспериментов.

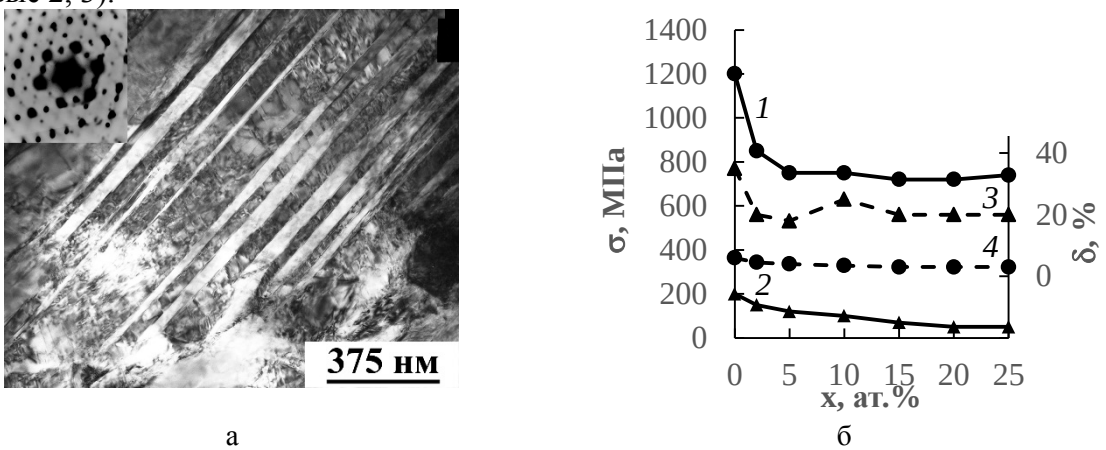
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОПРОЧНЫХ СПЛАВОВ С ЭФФЕКТАМИ ПАМЯТИ ФОРМЫ

Пушин В.Г., Куранова Н.Н., Лукьянов А.В., Пушин А.В., Уксусников А.Н.

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук,
pushin@imp.uran.ru

Сплавы с термоупругими мартенситными превращениями (ТМП) и обусловленными ими эффектами памяти формы (ЭПФ), как известно, обладают необычными и подчас уникальными физико-механическими свойствами. Но лишь бинарные сплавы на основе никелида титана с ЭПФ находят практическое использование, и, прежде всего, в ответственных устройствах и изделиях для техники и медицины. Однако, и эти сплавы в обычном поликристаллическом литом состоянии и после тех или иных традиционных термических (ТО) и термомеханических обработок (ТМО) далеко не всегда обеспечивают требуемые на практике эксплуатационные характеристики. Для сплавов на основе TiNi требуется повышение предела текучести в 1,5–2 раза при сохранении ЭПФ и пластичности, что особенно важно для повышения величины обратимого формоизменения. Исследования показывают, что ресурсы улучшения физико-механических свойств данных сплавов с ТМП традиционными методами в значительной степени исчерпаны. Существенным недостатком других цветных сплавов с ЭПФ является их хрупкость, что не позволяет обеспечить свойства, присущие их монокристаллам. Это стимулирует разработку методов получения новых материалов как в объемном мелкозернистом (МЗ), так и в ультрамелкозернистом (УМЗ) состояниях.

Специальные методы ТМО, быстрой закалки из расплава (БЗР) и мегапластической деформации (МПД) позволяют получать высокопрочные МЗ и УМЗ сплавы с B2↔B19' ТМП на основе бинарного TiNi и его тройных сплавов с Cu и Hf с ЭПФ (рис. 1, 2). Прочные и пластичные объемные УМЗ сплавы с ЭПФ позволила впервые создать МПД методом равноканального углового прессования (РКУП) по разным режимам (рис. 2 *а*, кривые 2, 3).



а б

Рис. 1. Типичная микроструктура пакетного B19'-мартенсита (*а*) и механические свойства (*б*) МЗ сплавов $Ti_{50}Ni_{50-x}Cu_x$ ($x \le 25$ ат.%) (кривая 1 – σ_B , кривая 2 – σ_M , кривая 3 – δ, кривая 4 – ε_{rev})

Использование МПД кручением под высоким давлением (КВД), как и БЗР, обеспечивает предельное измельчение зерна, вплоть до аморфизации метастабильных сплавов на основе никелида титана. Параметры УМЗ-структуры (размер зерна от 10 до 100 нм) легко контролируются выбором температуры и длительности ТО и ТМО. Такие сплавы демонстрируют рекордные значения пределов прочности (до 3 ГПа), текучести (2 ГПа),

реактивного напряжения (до 1,5 ГПа) при пластичности 15-20%, вязкое разрушение (рис. 3 а, б), высокую термостабильность структуры и свойств.

МПД оказалась эффективной и для исходно хрупких β-сплавов на основе Cu–Al–Ni. Так, в литом состоянии их относительное удлинение δ обычно составляет 1–2%. После специальной ТМО, направленной на измельчение зерна и гомогенизацию сплавов, δ удалось повысить до 10–15% (рис. 2 *б*, кривая 1). МПД сохранила значение δ в этих же пределах (рис. 2 *б*, кривые 2–4), изменив, по-видимому, за счет формирования УМЗ структуры характер разрушения от хрупкого к вязко-хрупкому и вязкому (рис. 3 *в, г*).

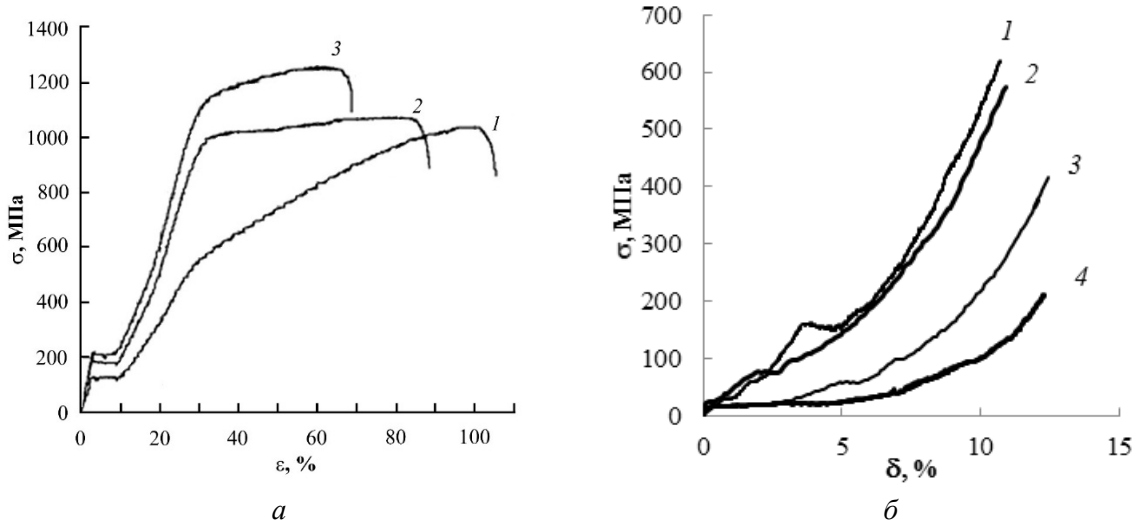


Рис. 2. Инженерные кривые напряжение–деформация при растяжении МЗ и УМЗ сплава TiNi (*а* – кривая 1 – закаленное МЗ состояние, 2 – РКУП-состояние (продольное направление), 3 – РКУП- состояние (поперечное направление)) и сплава Cu–Al–Ni(3%) (*б* – кривая 1 – исходное МЗ состояние, кривая 2 – КВД 5 оборотов, кривая 3 – ТМО+950°С+*n* = 5, кривая 4 – КВД 1 оборот)

По сравнению с МЗ прототипами (средний размер зерна менее 30-50 мкм в зависимости от методов синтеза) объемные (после РКУП) и длинномерные (после БЗР) УМЗ-сплавы никелида титана имеют существенные преимущества: более высокие прочностные свойства в широком интервале температур, комплекс предельных узкогистерезисных ЭПФ и сверхэластичности (СЭ). Все МЗ и УМЗ сплавы никелида титана отличает вязкий характер разрушения (рис. 3 а, б).

В ряде важных технически и социально значимых направлений нитинол необходим в виде прутков, полос, проволоки, ленты различных типоразмеров. Поэтому как способ дальнейшего улучшения механических характеристик УМЗ-сплавов TiNi с ЭПФ были разработаны сочетанные способы обработки, комбинирующие деформационно-термические воздействия, в том числе и формообразующие, например, многопроходную холодную или теплую прокатку или волочение.

В заключение отметим, что создание высокопрочных функциональных материалов с ЭПФ в МЗ и УМЗ состоянии позволяет существенно расширить возможности их разнообразного практического использования. Как уже отмечалось, функциональные и одновременно конструкционные материалы с ЭПФ очень перспективны и могут быть использованы и уже применяются в разных отраслях: в науке, медицине, аэрокосмической технике, в целом в экономике. Вместе с тем, должны быть преодолены существенные ограничения, связанные, прежде всего, с требованиями к структурно-чувствительным свойствам материалов. Наиболее критическим для создания механических систем с ЭПФ является неудовлетворительная формообразующая деформируемость и пластичность поликристаллических атомноупорядоченных сплавов с ТМП (в отличие от их мо-

нокристаллов и поликристаллических, близких к стехиометрическим прецизионных в основном бинарных сплавов TiNi, которые только и находят пока использование).

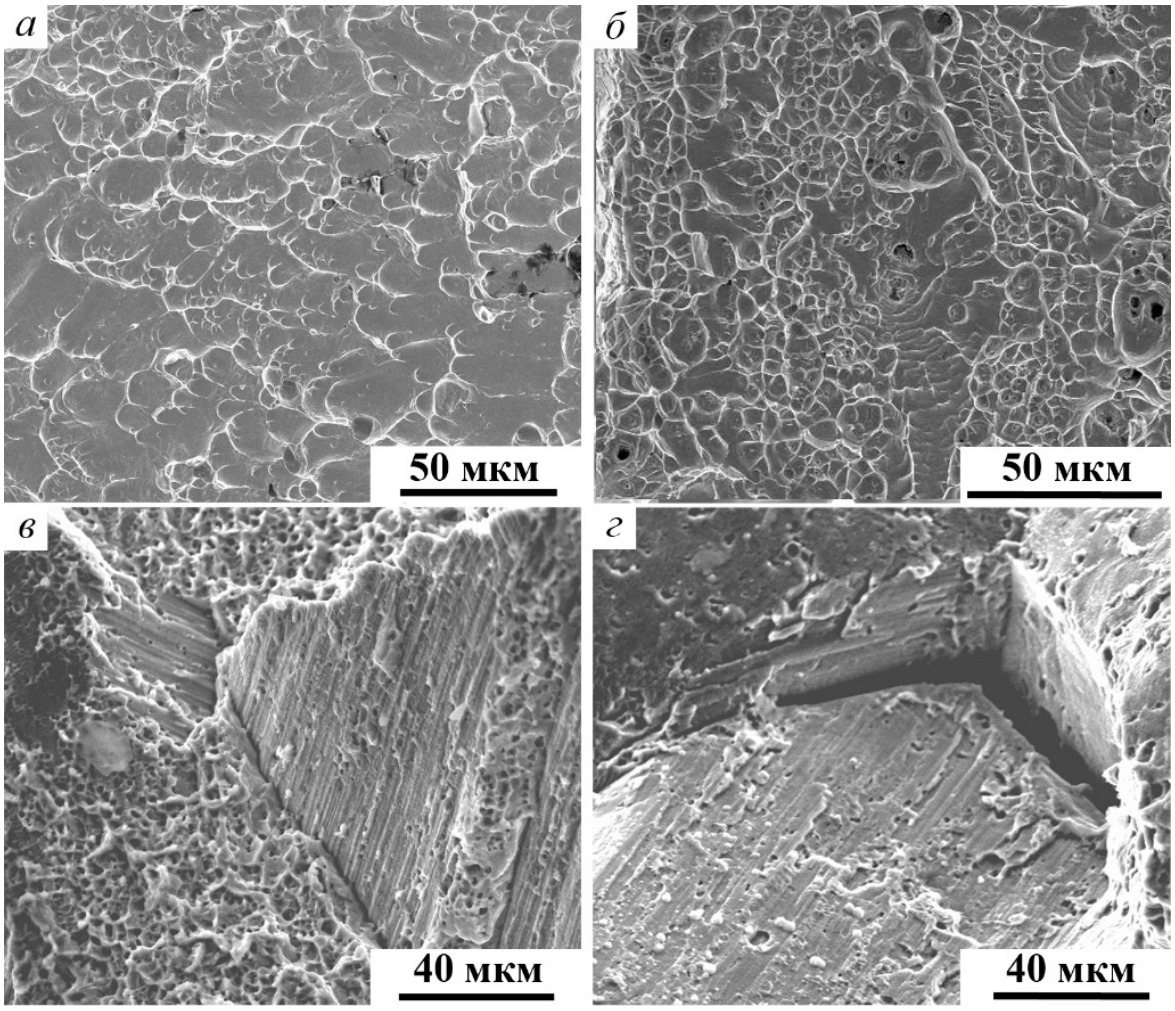


Рис. 3. Фрактография МЗ и УМЗ сплавов TiNi (*а, б*) и Cu–14%Al–3%Ni (*в, г*) с вязким (*а, б*), вязкохрупким (*в*) или хрупким (*г*) характером разрушения

При деформации и изменении температуры пластическое течение и развитие ТМП в данных материалах жестко ограничено в пределах отдельных зерен, приводит к концентрации напряжений и дефектов у границ зерен, их критическому ослаблению и, как следствие, к интеркристаллитному разрушению. Этому способствуют и зернограничные выделения. Как следствие, заметно ухудшаются количественные параметры ЭПФ (температурные, деформационные, силовые). Имеются веские основания считать, что за счет измельчения зеренной структуры данные свойства сплавов могут быть существенно улучшены. Этот принцип их модифицирования может быть выбран как ключевой, чтобы обеспечить достаточную для реализации ЭПФ повышенную пластичность сплавов в МЗ и УМЗ состоянии. Показано, что такие цветные сплавы могут быть получены за счет комплексного сочетания и оптимизации целевого полиметаллического легирования, методов термической и термомеханической обработки и ряда других воздействий.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда №15-12-10014.

МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ СПЛАВА TiNi ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ИЗОТЕРМИЧЕСКОМ ДЕФОРМИРОВАНИИ В РАЗЛИЧНЫХ СТРУКТУРНЫХ СОСТОЯНИЯХ

Евард М.Е.[1], Моторин А.С.[2], Разов А.И.[1]

[1]*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*
[2]*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия*
m.evard@spbu.ru, As.Motorin@yandex.ru, a.razov@spbu.ru

Целью данной работы являлось компьютерное моделирование высокоскоростного изотермического деформирования растяжением эквиатомного сплава TiNi, находящегося в различных структурных состояниях, с использованием микроструктурной модели, основные принципы которой изложены в работах [1-3].

Объектом моделирования служил сплав TiNi эквиатомного состава. Свойства модельного материала были выбраны максимально приближенными к свойствам сплава, использованного в экспериментальных работах [4, 5]: характеристические температуры мартенситных превращений M_s =74°C, M_f =32°C, A_s =74°C, A_f = 98°C, удельная теплота превращения q_0 = –149.0 МДж/м^3. Кроме того, в расчетах использовали предел двойникования, равный 45 МПа, одинаковый для всех кристаллографических вариантов мартенсита. При расчете атермической пластической деформации использовали подход, изложенный в работе [2], в рамках которого предполагалось, что дислокационное скольжение в никелиде титана осуществляется по двум типам плоскостей скольжения, каждая из которых характеризуется своим значением критического скалывающего напряжения (напряжение страгивания дислокации). Для плоскостей типа {100} – 110 МПа, а для плоскостей типа {110} – 175 МПа. Коэффициент упрочнения калибровали в трех диапазонах в зависимости от фазового состава сплава: при температурах деформирования до 100°C – 1000 МПа, от 100°C до 130°C – 1200 МПа, выше 130°C – 300 МПа.

Учет скоростной зависимости предела текучести σ^* осуществляли с помощью формулы, приведенной в работе [6]: $\sigma^* = PT\dot{\varepsilon}^{\alpha}$, где $\dot{\varepsilon}$ – скорость деформирования, T – температура, P и α – константы материала. Эти две константы были подобраны так, чтобы описать всю совокупность экспериментальных кривых деформирования, их значения составили 7 МПа*с$^{1/4}$/К и 0.25, соответственно.

Было выполнено моделирование поведения эквиатомного сплава TiNi во время высокоскоростного нагружения при различных температурах в диапазоне 20-300°C. На Рис. 1 показаны полученные расчетные диаграммы деформирования в мартенситном, аустенитном и смешанном состояниях, а также приведены соответствующие экспериментальные кривые [4, 5].

По полученным расчетным диаграммам высокоскоростного деформирования сплава TiNi при различных температурах были определены фазовый и дислокационный пределы текучести. Сравнение расчетных и экспериментальных значений фазового и дислокационного пределов текучести представлено на Рис. 2. Из рисунка видно, что расчетные значения фазового и дислокационного пределов текучести в мартенситном, аустенитном и смешанном состояниях с хорошей степенью точности соответствуют экспериментальным значениям.

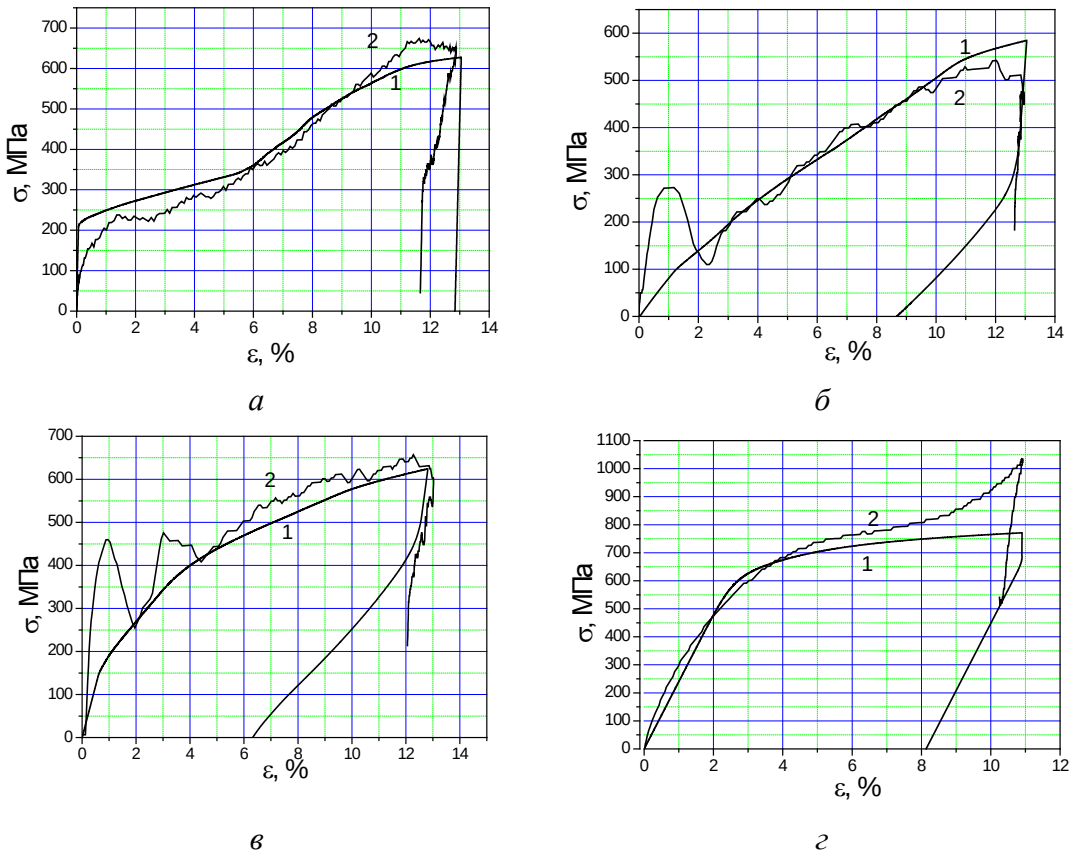


Рис. 1. Диаграммы высокоскоростного растяжения сплава TiNi в различных фазовых состояниях: в мартенситном при 20°С (*а*), смешанном при 77°С (*б*) и аустенитном при 110°С (*в*) и 300°С (*г*). 1 – расчет, 2 – эксперимент

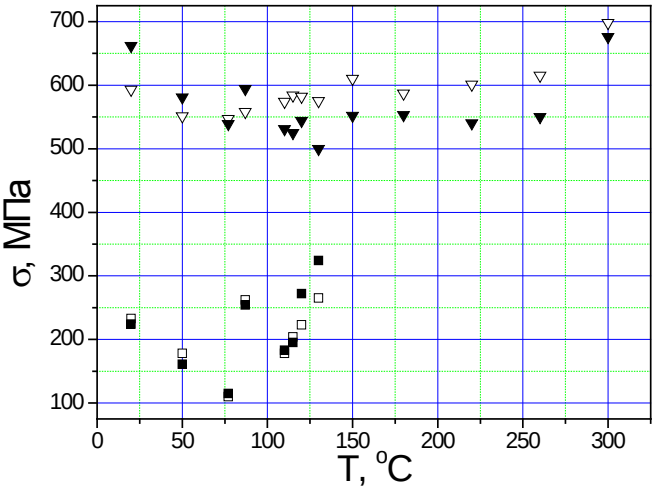


Рис. 2. Зависимость пределов текучести сплава TiNi от температуры, при которой осуществляли высокоскоростное растяжение.

Экспериментальные значения:
■ – фазовый предел текучести;
▼ – дислокационный предел текучести.

Расчетные значения:
□ – фазовый предел текучести;
∇– дислокационный предел текучести.

Следует отметить, что ранее в рамках того же микроструктурного подхода с использованием тех же параметров модельного сплава TiNi (характеристические температуры, удельная теплота превращения, значения критического скалывающего напряжения, коэффициент упрочнения) были проведены расчеты диаграмм деформирования никелида титана во время квазистатического нагружения растяжением при различных тем-

пературах в том же диапазоне (от 20 до 300 °С), результаты которого показали очень хорошее совпадение расчетных и экспериментальных кривых деформирования [7].

В результате данной работы проведенное компьютерное моделирование механического поведения эквиатомного никелида титана при высокоскоростном деформировании растяжением и сравнение полученных результатов с данными экспериментов показало, что микроструктурная модель с достаточной степенью точности описывает механическое поведение сплава TiNi не только в случае квазистатического нагружения, но и в случае высокоскоростного изотермического деформирования.

Работа выполнена при поддержке РФФИ – гранты № 15-01-07657 и 16-08-00997.

Список литературы

1. Волков А.Е. Микроструктурное моделирование деформации сплавов при повторяющихся мартенситных превращениях // Изв. Акад. Наук. Сер. Физическая. – 2002. – V. 66, № 9. – P. 1290-1297.
2. Evard M.E., Volkov A.E. A theoretical study of the plastic deformation in titanium-nickel shape memory alloy // Proc. of the international symposium: Shape memory Alloys: Fundamentals, Modeling and Industrial Applications, edited by F. Trochu, V. Brailovski, A. Galibois. – 1999. – P. 177-183.
3. Evard M.E., Markachev N.A., Uspenskiy E.S., Vikulenkov A.V., Volkov A.E. Simulation of payload vibration protection by shape memory alloy parts // Journal of Materials Engineering and Performance. – 2014. – V. 23, N 7. – P. 2719-2726.
4. Моторин А.С. Механические свойства сплава TiNi при высокоскоростном нагружении // Международная конференция «Сплавы с эффектом памяти формы: свойства, технологии, перспективы» (ЭПФ 2014), 26-30 мая 2014 г., г. Витебск, Беларусь / Материалы конф. Витебск: Изд. отдел ЦИТ ВГТУ, 2014. С. 101-103.
5. Брагов А.М., Данилов А.Н., Константинов А.Ю., Ломунов А.К., Моторин А.С., Разов А.И. Структурно-механические аспекты высокоскоростного деформирования сплава NiTi // ФММ. – 2015. – Т. 116, № 4. – С. 408-415.
6. Лихачев В.А., Малинин В.Г. Структурно-аналитическая теория прочности. – СПб: Наука, 1993.
7. Евард М.Е., Моторин А.С., Разов А.И. Моделирование механического поведения сплава TiNi при изотермическом деформировании в различных структурных состояниях // Механика композиционных материалов и конструкций, сложных и гетерогенных сред / Сб. матер. Всеросс. научн. конф. с междунар. участием (к 95-летию со дня рождения академика И.Ф.Образцова), 15-17 декабря 2015г., Москва. – М.: ИПРИМ РАН, 2015. С. 105-107.

КЛАСТЕРНЫЙ АНАЛИЗ КАК ОДНО ИЗ НАПРАВЛЕНИЙ РАЗВИТИЯ МЕТОДА АЭ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДЕГРАДАЦИИ МАТЕРИАЛОВ

Линдеров М.Л., Мерсон Д.Л., Виноградов А.Ю.

Лаборатория физики прочности и интеллектуальных диагностических систем Тольяттинский Государственный Университет, Тольятти, Россия
dartvi@gmail.com

В работе обсуждаются области применения кластерного анализа для обработки непрерывного потока сигналов акустической эмиссии. На конкретных примерах показывается, что подобный метод позволяет определять кинетику отдельных процессов, протекающих при деформации материала, таких как: двойникование, мартенситное превращение, скачки хрупкой трещины и др.

Прогресс, наблюдаемый в обработке сигналов за последние годы, способствовал бурному развитию областей его возможного применения, одной из которых стала обработка сигналов акустической эмиссии (АЭ). В частности, были предложены новые алгоритмы кластерного анализа [1, 2], позволяющие разделять сигналы на отдельные группы (кластеры) по форме кривой спектральной плотности (PSD). Учитывая, что разные механизмы деформации имеют отличительные особенности в PSD кривой, появилась возможность связать выявленные кластеры с конкретными процессами, протекающими в материале, и изучить их кинетику в реальном времени. В представленной работе будут обсуждаться отдельные перспективные области применения указанных методов обработки сигналов.

Принципы работы алгоритма кластерного анализа

Для распознавания источников АЭ во всех экспериментах использовалась методика адаптивного последовательного кластерного анализа k-средних. Записанный сигнал акустической эмиссии разделялся на отдельные кадры, для каждого из которых проводилось быстрое Фурье преобразование, и вычислялась функция спектральной плотности мощности. Мерой удаленности одного вероятностного распределения от другого было выбрано расстояние Кульбака-Лейблера. Полученные кинетики отдельных процессов синхронизировались с диаграммами нагружения для изучения вклада отдельных процессов в общую кривую деформации.

Области применения

Изучение кинетики двойникования. Двойникование является одним из ведущих механизмом деформации в таких материалах как, например, магний или титан, поэтому изучение его кинетики является ключом к пониманию влияния указанных механизмов на физико-механические свойства. На рисунке 1 показано изменение совокупной АЭ энергии и медианной частоты (*а*), а также кинетика ведущих процессов от приложенного напряжения *(б)* для магниевого сплава системы Mg–Zn–Zr. Подобная кинетика является во много типичной для магниевых сплавов и хорошо согласуется с исследованием, проведенным на сплаве ZK60 в работе [3].

Изучение кинетики мартенситного превращения. Использование рассматриваемого алгоритма кластерного анализа для выявления кинетики мартенситного превращения, протекающего при деформации ТРИП стали, подробно описано в работе [4]. Было показано, что он позволяет выделить сигналы, соответствующие образованию α′-мартенсита в отдельный кластер *(*рис. 2*)*. Кроме того, как было продемонстрировано в работе [6] для данной стали, изменение совокупной АЭ энергии находится в хорошем согласии с количеством образовавшегося мартенсита деформации, измеренного с помощью ферритоскопа в процессе ступенчатого нагружения образца.

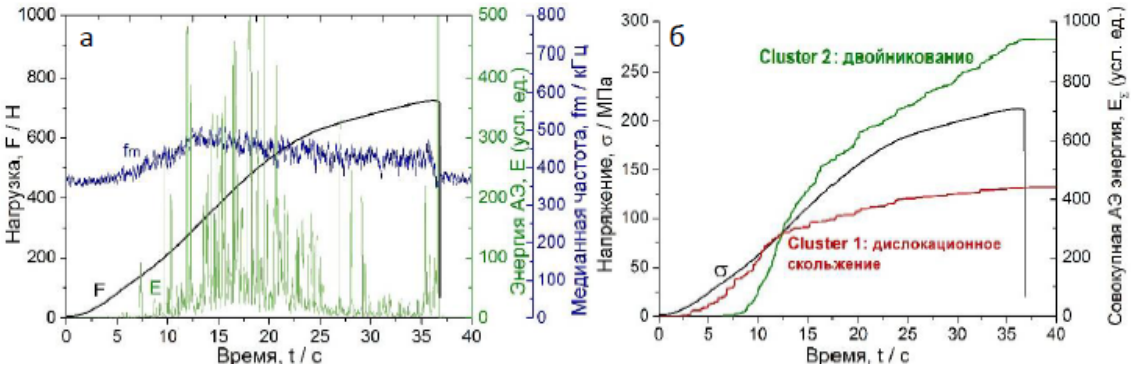


Рис. 1. Диаграмма нагружения, синхронизированная с энергией *E* и медианной частотой f_m АЭ сигналов (*а*), и кинетика отдельных процессов по результатам работы алгоритма кластерного анализа, синхронизированная с приложенным напряжением (*б*)

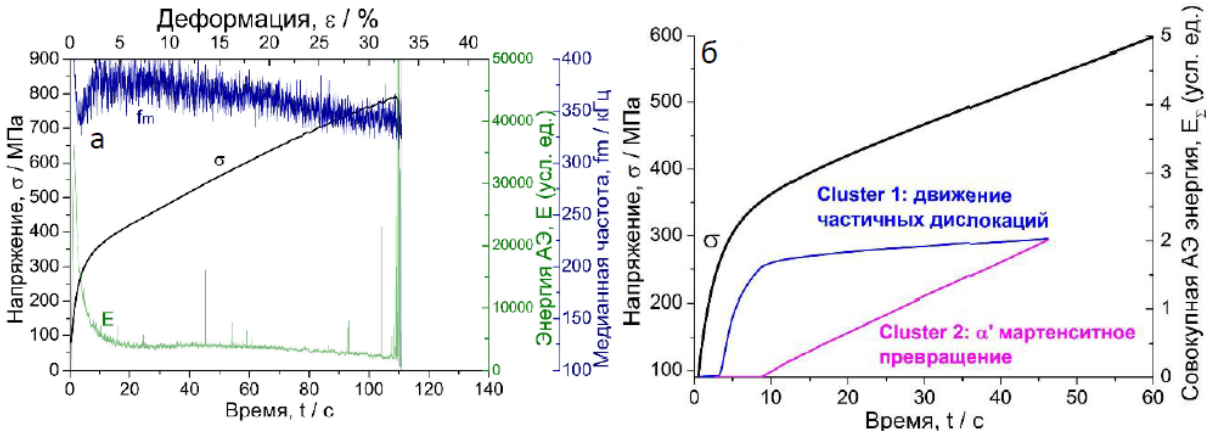


Рис. 2. Диаграмма нагружения, синхронизированная с энергией *E* и медианной частотой f_m АЭ сигналов (*а*), и кинетика отдельных процессов по результатам работы алгоритма кластерного анализа, синхронизированная с диаграммой нагружения для стали 16Cr6Mn3Ni (данные взяты из работы [5])

Определение момента страгивания хрупкой трещины. Другим мощным источником сигналов акустической эмиссии является рост трещины, который, как и двойникование с мартенситным превращением, имеет отличительные особенности в функции спектральной плотности и может быть отделим от других процессов, что наглядно показано на рисунке 3 при ступенчатом нагружении образца с V-образным вырезом.

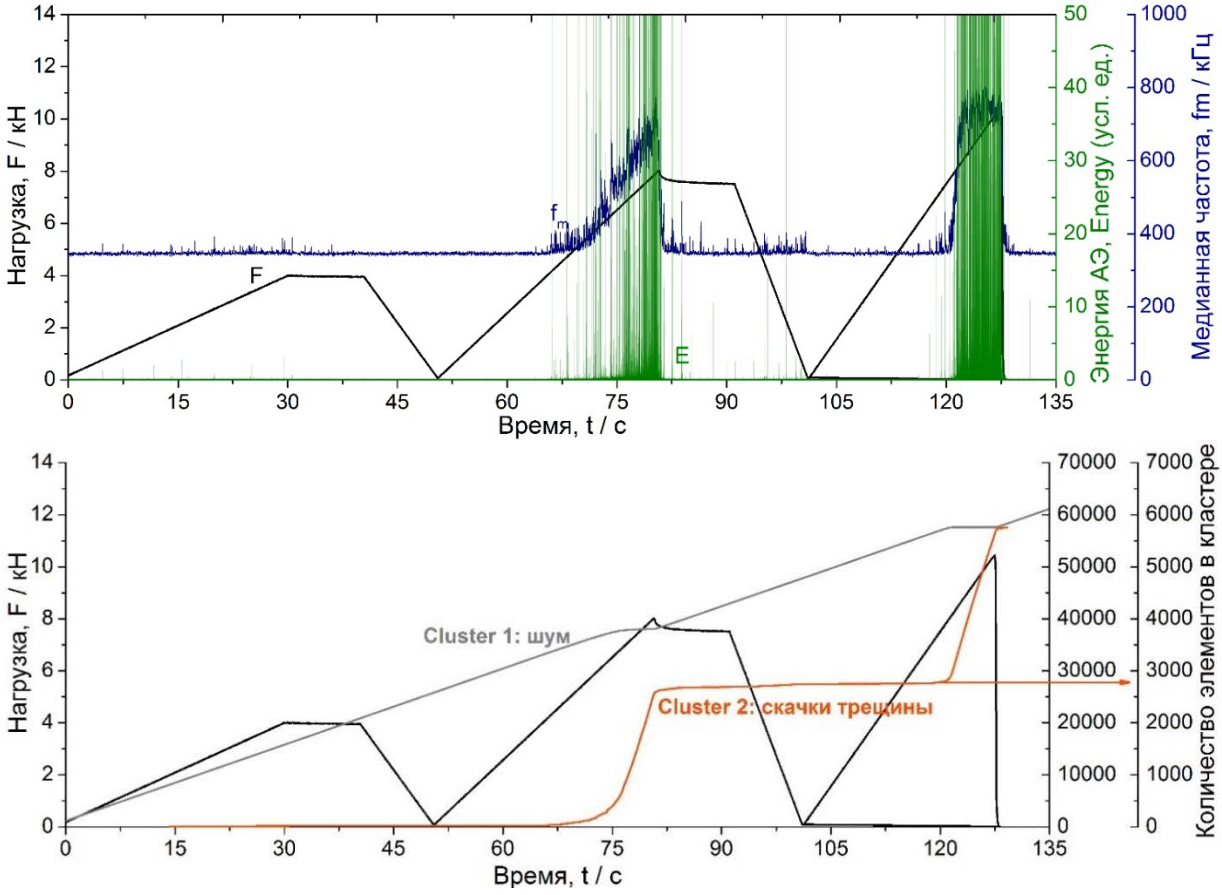


Рис. 3. Диаграмма нагружения, синхронизированная с энергией *E* и медианной частотой f_m АЭ сигналов (а), и кинетика ведущих процессов, наблюдаемых при ступенчатом нагружения (б).

Список литературы

1. Pomponi E, Vinogradov A. A real-time approach to acoustic emission clustering // Mechanical Systems and Signal Processing. 2013. №2. P. 791-804
2. Pomponi E., Vinogradov A., Danyuk A. Wavelet based approach to signal activity detection and phase picking: Application to acoustic emission. Signal Processing. 2015. Vol. 115. P. 110-119
3. Vinogradov A., Orlov D., Danyuk A., Estrin Y. Effect of grain size on the mechanisms of plastic deformation in wrought Mg–Zn–Zr alloy revealed by acoustic emission measurements // Acta Materialia. 2013. Vol. 61. № 6. P. 2044–2056.
4. Müller A., Segel C., Linderov M., Vinogradov A., Weidner A., Biermann H. The Portevin-Le Châtelier effect in a metastable austenitic stainless steel // Metallurgical and Materials Transactions A. 2016. V. 47. № 1. P. 59-74
5. Linderov M., Segel C., Weidner A., Biermann H., Vinogradov A. Deformation mechanisms in austenitic TRIP/TWIP steels at room and elevated temperature investigated by acoustic emission and scanning electron microscopy // Materials Science and Engineering: A. 2014. V. 597. P. 183-193
6. Vinogradov A, Lazarev A, Linderov M, Weidner A, Biermann H. Kinetics of deformation processes in high-alloyed cast transformation-induced plasticity/twinning-induced plasticity steels determined by acoustic emission and scanning electron microscopy: Influence of austenite stability on deformation mechanisms // Acta Materialia. 2013. V. 61. №7. P. 2434-2449.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ СТРУКТУРЫ МЕТАЛЛОВ С РАЗЛИЧНЫМ РАЗМЕРОМ ЗЕРНА ПРИ ДЕФОРМИРОВАНИИ В РЕЖИМЕ ГИГАЦИКЛОВОЙ УСТАЛОСТИ

[1]Плехов О.А., [2]Нарыкова М.В., [2]Кадомцев А.Г., [2]Бетехтин В.И., [1]Наймарк О.Б.

[1]*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт Механики Сплошных Сред УрО РАН, Пермь*
[2]*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург*
poa@icmm.ru

Введение

В настоящее время наблюдается рост интереса к исследованию усталостного поведения металлов в области деформирования более 10^7 циклов нагружения [1,2]. Основными эффектами, характерными для поведения металлов, при таком режиме нагружения являются подповерхностное зарождение усталостной трещины и расщепление (дуальная или дуплексная) природа кривой Веллера. Анализ опубликованных результатов исследований позволяет утверждать, что физические механизмы, лежащие в основе этих эффектов, являются необъяснёнными по настоящее время.

Структурный анализ поверхности разрушения металлов и сплавов, испытанных в режиме гигацикловой усталости, позволяет выделить ряд особенностей развития процесса разрушения. На поверхности разрушения выделяют три характерные зоны. В зоне инициирования может наблюдаться включение или иной начальный дефект материала, вокруг которого существует характерная зона с высокой концентрацией дефектов и мелким размером зерна. Последнее отражено в названии этой зоны - fine granular area (FGA), имеющей характерный размер в несколько десятков микрон. Размер FGA умень-

шается с увеличением приложенного напряжения так, что коэффициент интенсивности напряжения на границе FGA (если рассматривать её как трещину) остаётся константой. При этом величина этой константы меньше или равна пороговому значению коэффициента интенсивности напряжения для распространения усталостных трещин в данном материале в режиме Париса.

Разработка модели образования FGA является одной из ключевых задач в проблеме гигацикловой усталости. В данной работе на основе статистического описания эволюции ансамбля субмикротрещин с размерами 0.1 μm, присутствующих в металлах даже на ранних стадиях пластической деформации, предложена математическая модель образования FGA как локализованной диссипативной структуры в ансамбле субмикротрещин.

Предполагается, что процесс образования FGA включает в себя начальную стадию процесса, связанную с локализаций сдвиговой и ротационной деформации, приводящей к образованию микронесплошностей с характерными размерами 0.1 μm и менее, переходящей в процесс дисперсного накопления повреждений и их объединения на характерном пространственном масштабе, являющимся константой материала. Поверхность образца, играющая определяющую роль в процессе образования трещин при высоком уровне напряжения, при малых напряжениях рассматривается как физический объект, стабилизирующий концентрацию микронесплошностей в приповерхностном слое.

Для экспериментального подтверждения высказанной гипотезы было проведено исследование разуплотнения и деградации упругих свойств в процессе усталостного нагружения образцов Armco железа и титана Grade 4 в крупнозернистом и мелкозернистом состояниях

Эксперименты были выполнены на ультразвуковой испытательной машине Shimadzu USF-2000. Изменение упругих свойств и распределение пористости было проведено для серии образцов с различной степенью исчерпания усталостного ресурса методом составного пьезоэлектрического вибратора при продольных колебаниях стержневых образцов с частотой около 100 кГц и гидростатического взвешивания.

Результаты эксперимента

Результаты усталостных испытаний для симметричного цикла нагружения для Armco железа представлены на рисунке 1.

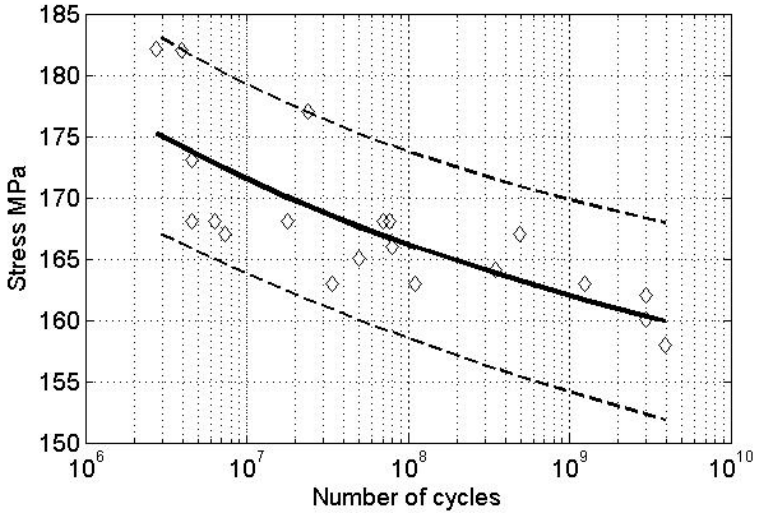


Рис.1. Зависимость напряжения от деформации для Armco железа при симметричном цикле нагружения

Исследования распределения пористости проводились на образцах Armco железа в исходном состоянии и после испытаний на гигацикловую усталость с различным числом циклов. Были исследованы образцы с исходный структурой (П0), испытанные в течение $9{,}01\cdot10^8$ циклов нагружения (П1), $2{,}1007\cdot10^9$ циклов нагружения (П2), $3{,}1007\cdot10^9$ циклов нагружения (П3) и разрушенный образец (П4).

В таблице 1 приведены результаты измерения разуплотнения и деградации упругих свойств.

Таблица 1. Плотность ρ, модуль Юнга *E*, амплитудно-независимый декремент δ_i железа в различных состояниях

Образец	*d*, mm	*m*, g	ρ, g/cm^3	Δρ/ρ,	*E*, GPa	δ_i, 10^{-5}
П0	5	4.65252	7.8667	0	186,2	63,0
П1	5	4.68843	7.8654	$1.6\cdot10^{-4}$	184,2	52,4
П2	5	4.63733	7.8533	$1.7\cdot10^{-3}$	184,4	52,5
П3	5	4.63920	7.8522	$1.8\cdot10^{-3}$	182,5	46,5
П4	5	4.50319	7.8522	$1.8\cdot10^{-3}$	169,0	890

Как видно из полученных данных, увеличение числа циклов ведет к уменьшению плотности (деформационного разуплотнения) образцов. Модуль упругости *E* с увеличением числа циклов также заметно снижается. Аналогичные результаты были получены для титановых образцов.

Анализ распределения пористости по объёму образцов показал неравномерность и наличие максимума в центральной части образца на его оси, что подтверждает тенденцию к подповерхстному образованию макроскопической трещины.

Модель накопления повреждений. Выводы

Статистическое описание эволюции ансамбля дефектов [3] позволило предложить полевые определяющие уравнения для плотности дефектов и, в простейшем случае, получить обычные дифференциальные уравнения для описания процесса долговечности материала с дефектами в режиме гигацикловой усталости.

С использованием полученных соотношений было показано, что кинетика накопления дефектов имеет две характерные стадии: монотонное накопление и взрывообразный рост при достижении времени обострения. Время обострения, определяющее момент формирования очага макроскопического разрушения, является функцией начальной концентрации дефектов и граничных условий, что приводит к различным временам зарождения очага в окрестности поверхности и в объёме образца. Наличие различных механизмов разрушения ведёт расщеплению кривой долговечности и существованию нового предела выносливости материала, определяемого законами накопления дефектов в объёме образца.

Образование FGA можно рассматривать как завершающую стадию образования диссипативной структуры обострения в ансамбле субмикротрещин. При этом включение, по-видимому, играет вспомогательную роль в виде начальной флуктуации в поле дефектов, приводящей к локализации сдвиговой и ротационной деформации.

Учёт свободной поверхности как особого физического объекта в уравнениях кинетики дефектов позволил показать, что в зависимости от амплитуды приложенного напряжения очаг разрушения смещается с поверхности в объём образца, что приводит к образованию FGA как зародыша макроскопической трещины.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 14-01-00122, РФФИ № 14-01-96005.

Список литературы

1. Bathias C., Paris P., Gigacycle Fatigue in Mechanical Practice, Taylor & Francis, (2004), 328 p.
2. Sakai T. Review and prospects for current studies on very high cycle fatigue of metallic materials for machine structural use // Journal of solid mechanics and materials engineering 3. N. 3 (2009) 425-439.
3. Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г., Нарыкова М.В., Наймарк О.Б., Плехов О.А. Статистическое описание кинетики накопления микротрещин в металлах при ползучести // Физическая мезомеханика - 2015. - Т. 18. - № 1. - С. 52-61

МИКРОПРОЦЕССЫ ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ СТАЛИ, СТРУКТУРИРОВАННОЙ РАЗЛИЧНЫМИ МЕТОДАМИ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Яковлева С.П., Махарова С.Н.

Институт физико-технических проблем Севера им. В.П. Ларионова СО РАН, г. Якутск, Россия
spyakovleva@yandex.ru

Как известно, особенности микропроцессов деформации отражают устойчивость и способность материалов, получаемых тем или иным способом структурирования, «приспосабливаться» к внешним воздействиям путем образования диссипативных структур (для металлов это, прежде всего, ячеистые структуры). Поэтому исследование особенностей микродеформации, приводящих к реализации разрушения по вязкому, хрупкому или полухрупкому механизмам, имеет и научное и прикладное значение. Цель работы – выявление аналогий в механическом поведении ферритно-перлитных сталей, структурированных различными методами интенсивной пластической деформации, повышающими прочность и сопротивление хрупкому разрушению, – взрывной обработкой (ВзО) и равноканальным угловым прессованием (РКУП).

Развитие микропроцессов деформации и разрушения ферритно-перлитной стали после ВзО изучено на низкоуглеродистой стали, подвергнутой нагружению ударными волнами с давлением 5 ГПа. Цилиндрические образцы из стали до и после ВзО растягивали в диапазоне температур +20…– 80 °С. Тонкие фольги и угольные реплики изготавливали из областей шеек с относительным сужением 30…35 %. Размеры элементов ячеистой структуры определяли на фотографиях методом секущих (получены массивы данных для образцов исходного и обработанного взрывом материала после растяжения при +20 °С и –60 °С).

Высокоскоростная ударно-волновая деформация резко повышает плотность дефектов, обогащает структуры дефектами новых типов. В результате после ВзО предел текучести стали вырос на 36–70%, предел прочности на 9–16%.

В формировании физико-механических свойств металлов важную роль играет не просто повышение плотности дислокаций, но и их распределение. Упрочнение взрывом улучшило однородность структуры, что подтверждается измерением микротвердости H_{50} и ее разброса: H_{50} = (13,5±0,27)·10^2 МПа для исходного материала и H_{50}= (14,1± 0,12)·10^2 МПа для обработанного. Соответственно, при растяжении в упрочненной стали образуется более однородная ячеистая структура; также уменьшается средний размер ячеек, который составляет для исходного материала, деформированного при 20 °С, (53±

21)·10^{-2} мкм против (41±15)·10^{-2} мкм после ВзО. При –60 °С средний размер ячеек материала в исходном состоянии (50±18)·10^{-2} мкм, в упрочненном взрывом (35±11)·10^{-2} мкм. Как при положительной, так и при отрицательной температурах, формирование ячеистой структуры в упрочненном материале идет интенсивнее (рис. 1, *а, в*), причем прослеживается относительная однородность ячеистых образований. Возникновение прочностного каркаса в виде стенок однородной ячеистой структуры, согласно существующим представлениям, способствует улучшению прочности без существенного падения пластичности. Это согласуется с данными об уровне пластичности: при рассмотренных условиях ВзО и механических испытаний существенного падения относительного удлинения δ не произошло, относительное сужение ψ превысило исходные значения. Средние показатели δ и ψ обработанного материала составили 8,7 и 49 % против 11 и 44 % для исходного, то есть улучшилась способность материала выдерживать локализованную пластическую деформацию.

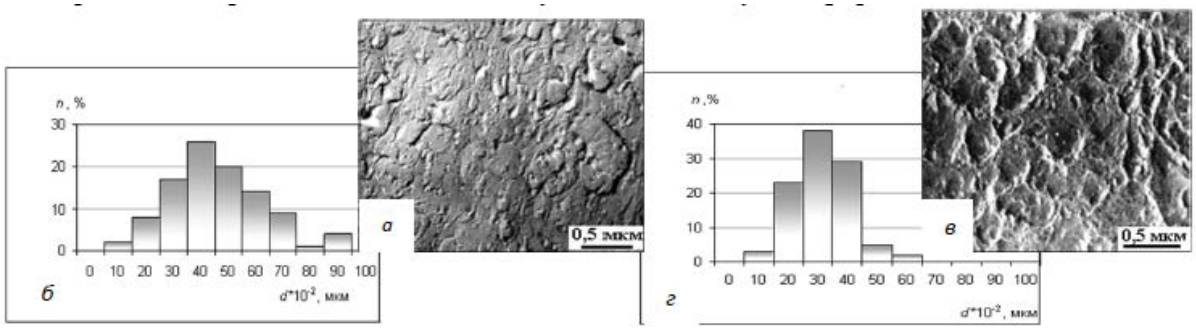


Рис. 1. Формирование ячеистой структуры (*а, в* – ПЭМ, угольные реплики) и распределение ее элементов по размерам (*б, г*) в стали, испытанной на растяжение при –60°С в исходном состоянии (*а, б*) и после ВзО (*в, г*)

Однородная деформация упрочненной ферритной матрицы обуславливает более позднее возникновение опасных локальных концентраций напряжений и более позднее образование очагов разрушения по сравнению с неупрочненным ферритом. Такими очагами разрушения являются, в частности, поры. Порообразование в исходной структуре носит неоднородный характер и приводит к чередованию областей крупных и мелких ямок на поверхности излома. Напротив, элементы ямочного излома обработанного материала более однородны.

Известно, что в металлах с ОЦК решеткой границы ячеек могут служить эффективным барьером для распространения микротрещин. Число заторможенных микротрещин постепенно увеличивается, происходит их слияние в трещину критической величины с формированием (при пониженных температурах) характерного рельефа квазискола. Аналогичные условия в неупрочненном материале достигаются значительно раньше, а объединение микротрещин, зародившихся на разных уровнях, происходит по механизму скола. Разрушение квазисколом связано с повышенной диссипацией энергии и можно говорить о росте сопротивления обработанного материала развитию процессов разрушения.

Подробные исследования показали, что в результате ВзО идет множественное зарождение начальных микротрещин, что влияет на всю кинетику процесса, способствуя формированию сложного рельефа излома и росту уровня локальной пластической деформации при разрушении, повышающим его энергоемкость. При низких температурах трещиностойкость и ударная вязкость выросли в ≈2 раза.

Исследование характеристик прочности и сопротивления хрупкому разрушению ферритно-перлитной стали после РКУП (2 прохода при 20°С, отжиг 1 *ч* при 350°С) выявило трехкратное повышение предела текучести и предела прочности по сравнению с

аналогичными характеристиками стали после стандартной обработки; такое увеличение прочности считается следствием и свидетельством перехода структуры в субмикро-, нанокристаллическое состояние. Это подтверждает рис. 2, *а*, показывающий получение субмикронной ферритной матрицы, упрочненной наночастицами карбида; средний размер ферритных областей 0,2–0,6 мкм. Рост прочности сопровождался многократным снижением δ. Тем не менее, снижение пластичности не дало существенного падения ударной вязкости при отрицательной температуре, а при комнатной выявлено даже ее двукратное улучшение: для стали в исходном состоянии KCV^{+20} = 0,22 МДж · м$^{-2}$, KCV^{-40} = 0,13 МДж · м$^{-2}$, после *РКУП* KCV^{+20} = 0,45 МДж ·м$^{-2}$, KCV^{-40} = 0,11 МДж · м$^{-2}$.

После РКУП даже при отрицательной температуре испытаний наблюдается разрушение стали по вязкому микромеханизму с образованием участков с мелкоямочным строением (рис. 2, *б*) и по механизму мелкодисперсного квазискола с утяжками (рис. 2, *в*). Высокие значения ударной вязкости наноструктурированной стали обусловлены, как и в случае после *ВзО*, реализацией процесса множественного разрушения, сопровождающегося интенсивным ветвлением микро- и макротрещин, в результате чего происходит притупление их вершин и гашение скорости.

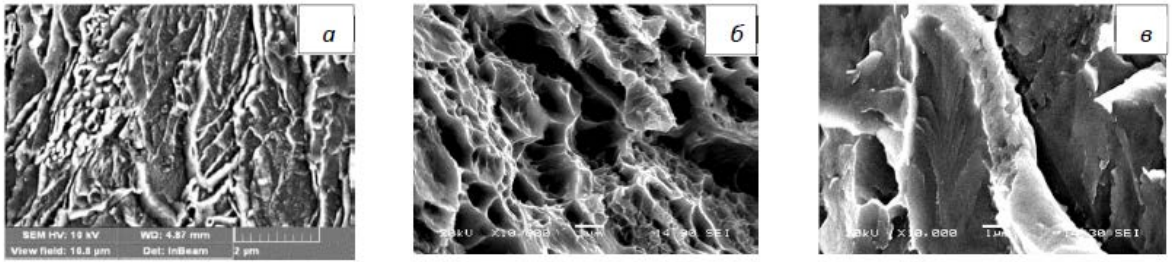


Рис. 2. Микроструктура стали после РКУП + 350°С (а) и типичное строение изломов ее образцов, испытанных на ударную вязкость при –40°С. РЭМ

Исследование эволюции деформационного рельефа при растяжении образцов стали до и после РКУП [1] выявило, что измельчение структурных составляющих создает условия для более однородной пластической деформации по сравнению с материалом в крупнозернистом состоянии, причем поверхность деформации состоит из тонкодисперсных полос скольжения, внутри которых прослеживаются деформационные структуры меньшего масштаба (от десятков до нескольких сотен нанометров). Такое развитие деформации обеспечивает лучшее сопротивление возникновению локальных концентраций напряжений и развитию деструктивных процессов. Сильноразориентированные субзеренные и межкристаллитные границы в сочетании с карбидной нанофазой так же, по сути, являются прочностным каркасом, обеспечивающим распределение действующих нагрузок по всему объему образца, что отодвигает стадию наступления критических уровней деформации.

Заключение. Определяющим фактором пластически-деструкционных процессов при нагружении ферритно-перлитных сталей, структурированых РКУП и ВзО, является формирование в феррите весьма однородной субструктуры, стенки которой представляют собой своеобразный прочностной каркас. Различие состоит в том, что после *РКУП* прочностной каркас уже подготовлен технологической обработкой, а ВзО обеспечивает условия для интенсивного формирования такого каркаса в ходе последующего нагружения. При этом были получены достаточно близкие значения характеристик субструктуры: размеры ячеек перед разрушением обработанной взрывом стали ≈ 0,25–0,55 мкм; в материале после РКУП ≈ 0,2–0,6 мкм. Роль этих микрообластей состоит в образовании объемной сетки субповерхностей раздела, упрочняющих материал и стабилизирующих его высокопрочное состояние, что отодвигает стадию зарождения микротрещин. Следующее сходство наблюдается на этапе перехода к разрушению и относится как к харак-

теру зарождения микротрещин (реализуется процесс множественного разрушения), так и к характеру их объединения в односвязную поверхность. В материалах обоих типов базовый микромеханизм разрушения меняется на более энергоемкий, увеличивается рельефность излома и, при сохранении характера лавинности, повышается энергоемкость разрушения.

Таким образом, независимо от генезиса структурного состояния, наблюдается сходство некоторых стадий, определяющих природу прочности ферритно-перлитной стали после обоих видов интенсивной пластической деформации.

Список литературы

1. Яковлева С.П., Махарова С.Н. Корреляция деформационного рельефа со свойствами ферритно-перлитной стали с наносубмикронной структурой // Заводская лаборатория. 2015. № 12 (81). С. 54-59.

НОВЫЕ ПРИНЦИПЫ ПОВЫШЕНИЯ ТРЕЩИНОСТОЙКОСТИ ОКСИДНЫХ КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Милославский А.Г., Брюханова И.И., Константинова Т.Е., Даниленко И.А., Горбань О.А.

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина, г. Донецк, Украина.
matscidep@aim.com

Технический прогресс с каждым годом предъявляет все новые и более жесткие требования к эксплуатационным характеристикам материалов и устройств, а одновременно с этим, экономические отношения требуют снижения затрат на производство изделий и стоимость материалов. Анализ показывает, что только монолитные композиционные материалы с повышенной вязкостью разрушения являются единственным решением этой проблемы, а непосредственный метод решения проблемы состоит в возможности технологического воплощения решения научной задачи в производство. В данном случае ключевую роль должны сыграть процессы целенаправленного и регулируемого формирования однородной структуры композиционного материала, что возможно только при использовании нанопорошков, в качестве исходного материала.

Однако работа с нанопорошками, имеющими размеры частиц 10–30 нм, существенно отличается стандартных технологий порошковой металлургии, которые используют порошки микронного и субмикронного размеров. Поэтому разработка технологии изготовления композиционного керамического материала должна охватывать весь процесс от синтеза наночастиц до их формования, спекания и, естественно, должна преследовать повышение эксплуатационных характеристик деталей.

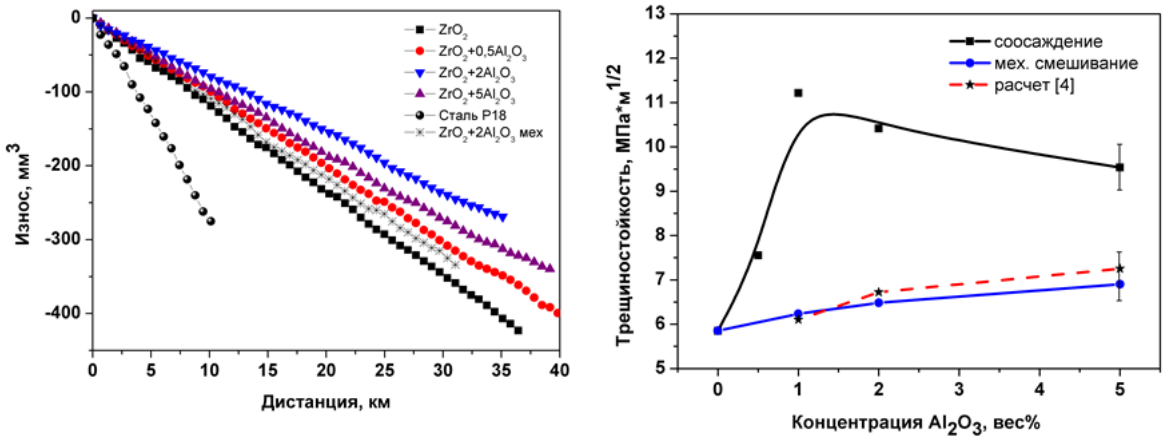
Материалы системы ZrO_2–Al_2O_3 по соотношению «технология-качество-цена» уже более 30 лет являются лучшими конструкционными керамическими материалами, однако весь потенциал этих материалов реализуется при условии использования горячего прессования при температуре 1500^{o}C. Использование механического смешивания порошков или нанопорошков ZrO_2 и Al_2O_3 – основная причина усложнения технологии получения монолитных изделий. Использование химических методов синтеза позволяет получать гомогенное распределение компонентов на молекулярном уровне и поэтому должно дать новый виток развития материалам данной системы.

Нанопорошки составов ZrO_2–3 мол% Y_2O_3 (3Y–TZP) и ZrO_2–3 мол% Y_2O_3 + n% Al_2O_3 (n = 0,5 …5) были синтезированы на пилотной линии по технологии разработанной в отделе физического материаловедения ДонФТИ НАН Украины из $ZrOCl_2$ * nH_2O

производства ВГМК (Днепропетровсая обл.), $Y(NO_3)_3$ и $AlCl_3$ * $6H_2O$. Концентрация оксида алюминия варьировалась от 0,5 до 5 весовых процентов. Термическая обработка порошков была проведена при 1000°С. Контрольные образцы, были изготовлены по технологии механического смешивания соответствующего количества коммерческого порошка α-Al_2O_3 с нанопорошком 3Y-TZP в планетарной мельнице MSK-SFM-1 MTI Corp., USA в дистиллированной воде в течение 10 часов. Керамические образцы для исследований изготавливались методом прессования при 200 МПа и обычного спекания при 1500°С.

Весь стандартный комплекс исследований структуры порошков и спеченных материалов проводился с использованием дифрактометра ДРОН-3 и электронных микроскопов JEM-200A и JSM 6490 LV с энергодисперсионным анализатором Inca Oxford. Физико-механические свойства материалов определялись по стандартным методикам.

Испытания на износостойкость спеченных материалов показали существенную зависимость потери объема материала от метода изготовления композиционного материала. Использование нанопорошков, синтезированных методом совместного осаждения, привело к повышению износостойкости спеченного композиционного материала на 40–50% по сравнению с матричным материалом 3Y-TZP (рис. 1).



а *б*

Рис. 1. Влияние концентрации Al_2O_3 и метода получения порошков на износостойкость (*а*) и коэффициент трещиностойкости (*б*) спеченных образцов керамики на основе 3Y-TZP.

В соответствии с моделями Evans и Moore, потери объема материала за счет хрупкого разрушения вблизи царапины зависят от твердости и трещиностойкости материала. Значения твердости изменяются от 12,0±0,2 до 12,45±0,3 ГПа, при увеличении концентрации Al_2O_3 от 0 до 5 вес%. Следовательно, повышение износостойкости композиционного материала, спеченного из нанопорошка, синтезированного по химической технологии можно объяснить только повышением коэффициента интенсивности напряжений (K_{1C}).

Расчетные значения K_{1C} для композиционных материалов, полученных по различным технологиям, представлены на рис. 1*б*. Оказалось, что включения Al_2O_3 увеличивают вязкость разрушения 3Y-TZP керамики, а коэффициент трещиностойкости 3Y–TZP–Al_2O_3 композита зависит от способа, используемого для получения композитного порошка. В случае использования нанопорошков, полученных по технологии совместного осаждения, K_{1C} композита вырос на 50–80 %, что очень удивительно. В случае использования технологии механического смешивания порошков, обнаружено только незначительное повышение K_{1C}.

Как известно, доминирующими механизмами упрочнения композиционного материала с керамической матрицей являются механизмы отклонения трещины (deflection) и перекрытия трещины (bridging) включениями Al_2O_3 [1-4]. Во время наших

экспериментов оба эффекта наблюдались на композитах, спеченных из нанопорошков, полученных методом совместного осаждения (рис. 2), в то время как эффект отклонения трещины в композитах, спеченных из порошков, полученных методом механического смешивания практически не проявлялся. Более высокие значения K_{1C} композиционного материала, спеченного из нанопорошка, полученного по технологии совместного осаждения, невозможно объяснить более равномерным распределением интеркристаллитных включений Al_2O_3 в структуре композита, так как повышение трещиностойкости материала определяется концентрацией и размером включений, а эти величины не изменяются. Отличие состоит в процессе формирования структуры материала при спекании исходных порошков.

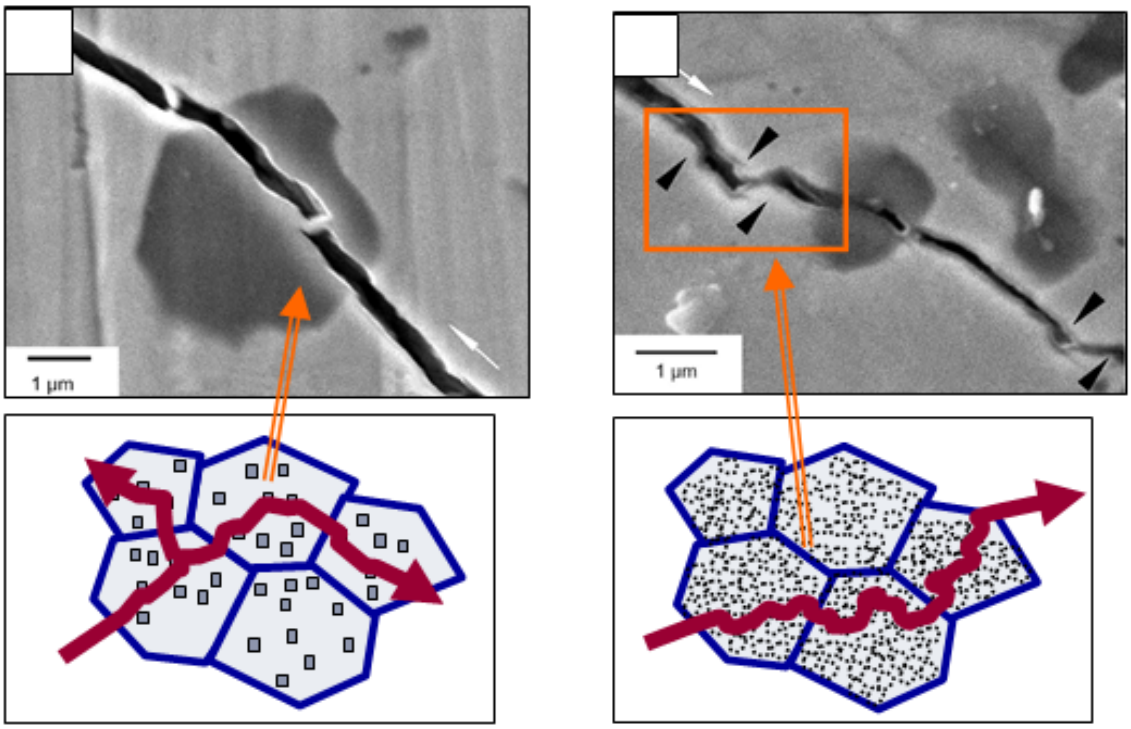


Рис. 2. Процесс разрушения композита на основе 3Y–TZP, изготовленного по технологии механического смешивания (*а*) и по технологии совместного осаждения (*б*).

Благодаря использованию метода совместного осаждения распределение ионов Al^{3+} в композитном нанопорошке более равномерное, по сравнению с технологией механического смешивания. Растворимость Al^{3+} в диоксиде циркония очень низкая (0,1% при 1300°C) и во время спекания идет активная диффузия ионов Al^{3+} из объема зерна на границу зерна или в тройные межзеренные стыки. То есть, направление миграции Al^{3+} существенно отличается от случая, который реализовался в композитах, изготовленных по технологии механического смешивания. В результате формируется многоуровневая система включений Al_2O_3 в ZrO_2: 1) – это традиционные интеркристаллитные включения Al_2O_3, распределение которых более равномерное, благодаря однородному распределению примеси в исходном порошке; 2) – наноразмерные включения Al_2O_3 внутри или на границе зерен ZrO_2, которые образовались при ускоренном спекании на стадии формирования субзерен; 3) – обогащение границ зерен ZrO_2 оксидом алюминия, которое наблюдал в своих работах Matsui [3].

Анализ полученных данных показал, что увеличение значения K_{1C} циркониевой керамики с небольшим количеством оксида алюминия, спеченной из нанопорошков, синтезированных методом совместного осаждения, обусловлено серией взаимосвязанных процессов, которые происходят на стадиях осаждения, кристаллизации, и спекания нанопорошков и приводят к формированию сложной структуры композиционного материала. Эти процессы настолько сильно отличаются от процессов, которые протекают

при формировании структуры композитов, полученных на основе традиционного механического смешивания, что обуславливает существенное повышение интегральных свойств материала, таких как трещиностойкость и износостойкость.

Список литературы

1. Danilenko I., Konstantinova T., Volkova G., Burkhovetski V., Glazunova V. J.Ceram.Sci. Tech., 06 [03] 191-200 (2015).
2. Naglieri, V., Palmero, P., Montanaro, L., Chevalier, J. Elaboration of alumina-zirconia composites: role of the zirconia content on the microstructure and mechanical properties, Materials, 6, [5], 2090 – 2102, (2013).
3. Matsui, K., Ohmichi, N., Ohgai, M., Enomoto, N., Hojo, J.: Sintering kinetics at constant rates of Heating: effect of Al_2O_3 on the sintering of zirconia. J Am.Cer.Soc., 88, [12], 3346-3352 (2005).
4. Tan, H., Yang, W.: Toughening mechanisms of nanocomposite ceramics, Mech. Mater., 30, [2], 111 – 123, (1998).

ВЫСОКОСКОРОСТНОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ ДЕФОРМАЦИИ ПАМЯТИ ФОРМЫ В МОНОКРИСТАЛЛАХ СПЛАВОВ Cu–Al–Ni и Ni–Fe–Ga–Co

Николаев В.И., Малыгин Г.А., Аверкин А.И., Пульнев С.А.

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

Эффект высокоскоростного восстановления деформации памяти формы (ПФ) после одноосного сжатия кристаллов был описан ранее [1–4]. Было показано, что он имеет общий характер для материалов с эффектом ПФ, и наблюдается при обратном мартенситном превращении (МП) в монокристаллах, в которых инвариантность решётки на межфазной границе обеспечивается как дефектами упаковки (Cu–Al–Ni), так и двойникованием (Ni-Fe-Ga-Co). Скорость восстановления деформации ПФ существенно изменяется в зависимости от ориентации кристалла и величины его предварительной деформации. Так, при сжатии монокристаллов $Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$, в направлении [100] кривые σ - ε имеют обычный вид, напряжение возрастает с ростом деформации, в то время как кривые деформации в направлении [110] содержат участки плавного и резкого падения напряжений [1, 2]. Соответственно, при нагреве образцов и восстановлении термоупругой деформации памяти формы для этих направлений наблюдается качественно разный сценарий при практически равной работе, затраченной на деформацию образцов в обоих направлениях. В образцах, деформированных в направлении [110], восстановление носит взрывной характер, протекает в очень узком температурном интервале (согласно расчету ~ 10^{-5} – 10^{-3}K) и при температуре примерно на 60 K выше, чем у сжатого в направлении [100] кристалла [1, 2]. Взрывное восстановление деформации ПФ сопровождается эмиссией звука (щелчком). Если образец находится на твердой подставке, он приобретает импульс и совершает поступательное движение, отрываясь от опоры с высокой скоростью. Оценки показывают, что начальная скорость может превышать 20 m/s. В случае же предварительной деформации этого кристалла в направлении [100], восстановление деформации при нагреве происходит медленно, с максимальной скоростью, не превышающей 20 μm/s. Интервал температур восстановления деформации при этом сравнительно широкий (4 K). Эффект взрывной реализации памяти формы был обнаружен также в кристаллах сплава Cu–Al–Ni [3], предварительно сжатых в направле-

нии оси [100]. Как и в случае Ni–Fe–Ga–Co, эффект возникал в образцах, диаграмма сжатия которых имела характерные участки плавного и резкого падения напряжений при определенных значениях предварительной деформации.

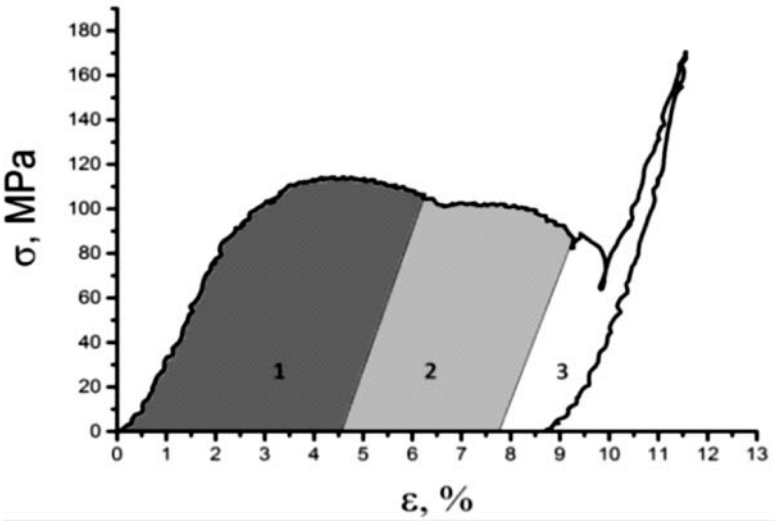


Рис. 1. Диаграмма нагружения монокристаллов Cu–13.6 wt.% Al–4.0 wt.% Ni с ЭПФ. Выделены три области предварительной деформаций с различным характером восстановления деформации ПФ

При исследовании кристаллов Ni–Fe–Ga–Co путем задания различной величины частичных деформаций памяти формы с последующим нагревом деформированных образцов было найдено [4], что взрывообразное восстановление деформации ПФ в них происходит при деформации более 4.2 %, когда на диаграмме сжатия наблюдается резкий спад напряжения. Аналогичное поведение деформированных образцов наблюдалось и при испытаниях монокристаллов Cu–Al–Ni. Диаграмма нагружения этих кристаллов с выделенными тремя участками со своей спецификой восстановления деформации памяти формы представлена на рис 1. При разгрузке на участке 1 деформация ПФ восстанавливается плавно, без каких либо скачков, на участке 2 отмечаются небольшие скачкообразные изменения скорости восстановления деформации ПФ (рис 2.).

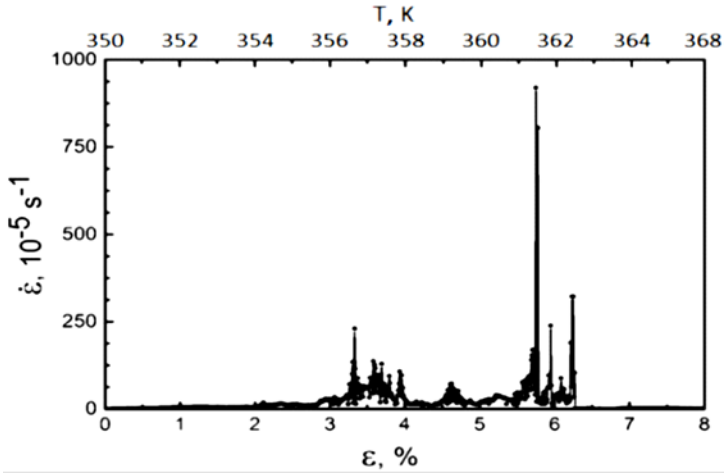
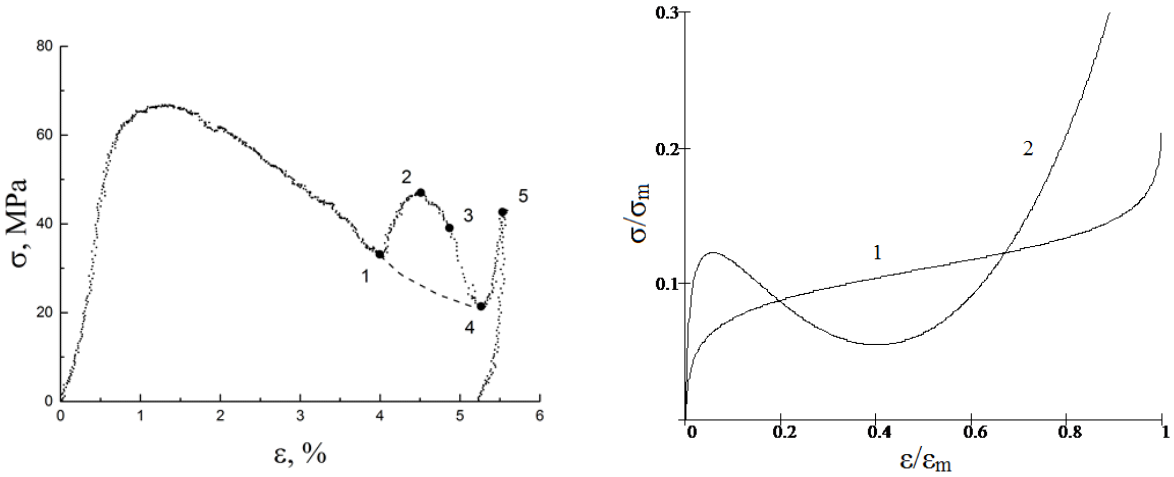


Рис. 2. Диаграмма изменения скорости деформации сплава Cu–Al–Ni от величины возвращенной деформации памяти формы (для участка 2 на рис. 1)

При анализе результатов было высказано предположение, что появление участков падения напряжений на диаграмме сжатия и последующее взрывообразное восстановле-

ние деформации памяти формы могут быть связаны с влиянием межфазных упругих напряжений на процесс прямого и обратного переходов мартенсит-аустенит.



а *б*

Рис 3. Диаграммы нагружения σ–ε, (*а*) – экспериментальная кривая сжатия монокристалла $Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$ вдоль кристаллографического направления $[110]_A$, кружками и цифрами 1–5 обозначены точки разгрузки кристалла в области, где наблюдается переход к взрывному восстановлению деформации ПФ; (*b*) – расчётные диаграммы сжатия согласно уравнению (1), в отсутствие (кривая 1) и при возникновении (кривая 2) межфазных напряжений в процессе мартенситного перехода

Согласно теории размытых МП, кривые псевдоупругой деформации описываются выражением [4]

$$\sigma = \sigma_m\left[\frac{T-T_c}{T_c} - a\frac{\varepsilon}{\varepsilon_m}\left(1-\frac{\varepsilon}{\varepsilon_m}\right) + \frac{1}{\overline{\omega}}\ln\left(\frac{\varepsilon/\varepsilon_m}{1-\varepsilon/\varepsilon_m}\right)\right], \qquad (1)$$

где $\sigma_m = q/\varepsilon_m$, $\overline{\omega} = \omega q/kT_c$, $a = \sigma_e/\sigma_m$, $\sigma_e = (E_A/E_M)(E_M - E_A)\varepsilon_m$ – межфазные напряжения из-за разницы модулей Юнга E мартенсита и аустенита, q – теплота перехода, T_c – его характеристическая температура, ε_m – полная деформация МП. На рис. 3*б* кривая 1 в координатах $\sigma/\sigma_m - \varepsilon/\varepsilon_m$ демонстрирует зависимость напряжения от деформации сжатия кристалла согласно уравнению (1) при $T/T_c = 1$ и $a = 0$, то есть без межфазных напряжений σ_e. Кривая 2 на этом рисунке – результат расчета кривой псевдоупругой деформации соотношению (2) при значении параметра $a = 0.35$, то есть при наличии межфазных напряжений. Видно, что эта диаграмма содержит участок аномального снижения напряжений с отрицательным коэффициентом мартеситного упрочнения. Для скорости восстановления деформации ПФ $\dot{\varepsilon}$ свободно стоящего на опоре образца ($\sigma = 0$) при нагреве его с постоянной скоростью изменения температуры $\dot{T}$ в [4] получено соотношение

$$\dot{\varepsilon}(\varphi) = \dot{\varepsilon}_m\frac{4\varphi(1-\varphi)}{1-a\overline{\omega}\varphi(1-\varphi)(1-2\varphi)}, \qquad \dot{\varepsilon}_m = \frac{\overline{\omega}\varepsilon_m}{4T_c}\dot{T}\ , \qquad (2)$$

где $\varphi = \varphi(T)$. В отсутствие межфазных напряжений, когда $a = 0$, скорость восстановления формы кристалла слабо изменяется с температурой и достигает максимального значения $\dot{\varepsilon}_m$ при $\varphi = 1/2$ [1]. При росте межфазных напряжений, и сильном уменьшении знаменателя в формуле (2) вплоть до нулевого значения скорость восстановления формы кристалла стремительно возрастает и в предельном случае обращается в бесконечность. В реальности она ограничена упругой энергией МП.

Эффект высокоскоростного восстановления деформации памяти формы может быть использован для создания быстродействующих силовых приводов, двигателей и сенсоров. С учетом соотношения развиваемая сила/масса кристаллы с ЭПФ особенно перспективны для диапазона мини и микроустройств.

Работа поддержана Российским научным фондом (Грант РНФ № 16-19-00129).

Список литературы

1. Николаев В.И., Якушев П.Н., Малыгин Г.А., Пульнев С.А. ПЖТФ 2010. Т. 36. N 19. С. 83-90.
2. Nikolaev V.I., Malygin G.A., Pulnev S.A., Yakushev P.N., Egorov V.M. Mater. Sci. Forum 2013. V. 738/739. P. 51-55.
3. Николаев В.И., Якушев П.Н., Малыгин Г.А., Аверкин А.И., Чикиряка А.В., Пульнев С.А. ПЖТФ 2014. Т. 40. N 3. С. 57-63.
4. Николаев В.И., Якушев П.Н., Малыгин Г.А., Аверкин А.И., Пульнев С.А., Зограф Г.П., Кустов С.Б., Чумляков А.И. ПЖТФ 2016. Т. 42. N 8. С. 18-26.

ПРОЧНОСТЬ СЛОИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

[1]Долгов Н. А., [2]Преснецова В. Ю., [2]Ромашин С. Н., [2]Фроленкова Л. Ю., [2]Шоркин В. С., [2]Якушина С. И.

[1]Институт проблем прочности им. Г.С. Писаренко НАН Украины, г. Киев, Украина
[2]ФГБОУ ВО "Приокский государственный университет", г. Орел, Россия
VShorkin@yandex.ru, Larafrolenkova@yandex.ru

Теоретическая прочность идеальной кристаллической решетки, соответствующая одновременному разрыву всех межмолекулярных связей, очень велика – всего раз в десять меньше модуля Юнга. Прочность реальных твердых тел на несколько порядков меньше. Это связывается с существованием дефектов решетки. Из различных типов дефектов в работе рассматриваются только трещины. Действительно хрупких материалов имеется не так уж много. Вопрос о трещинах в хрупких телах имеет большое практическое значение потому, что многие, казалось бы, пластические материалы (металлы) разрушаются «хрупким образом». Проблеме хрупкого разрушения уделяется много внимания.

Попытка объяснить расхождение между реальным и теоретическим значениями пределов прочности при наличии трещин была сделана Гриффитсом в его теории хрупкого разрушения аморфных материалов. Он предположил, что реальные материалы имеют большое число малых трещин, которые могут действовать как концентраторы напряжений, повышая их до величины теоретической прочности. Процесс разрыва сводится при этом к увеличению длины трещинки вплоть до полного разделения образца на две части.

В данной работе предлагается упрощенная модель явления разрушения упругого материала, позволившая установить связь между теоретическим пределом прочности на растяжение и реальным разрушающим напряжением на основе представления о том, что каждая представительная элементарная частица сплошной упругой среды имеет в своем составе микротрещину. Так что в материале, как и в теории Гриффитса, существует целая сеть микротрещин. Но, в отличие от теории Гриффитса, процесс разрыва происходит не за счет роста микротрещин, а за счет слияния микротрещин, развившихся из началь-

ной поврежденности атомно-молекулярной структуры материала. Проведены оценочные расчеты величины микротрещин и поврежденности некоторых материалов. Установленные в работе связи между теоретическим пределом прочности и реальным разрушающим напряжением, результаты расчёта, соответствуют известным представлениям и справочным данным.

Теоретическая и реальная прочность существенно разнятся между собой. Это находит свое объяснение в теории трещин Гриффитса [1 – 11], допускающей наличие в материале сети микротрещин.

Например, в работе [12] говорится, что разрыв путем растяжения межатомных связей требует напряжения $\sigma_t \approx E/5$, где E – модуль Юнга, однако хрупкое разрушение происходит при напряжении $\sigma_t \approx E/500$. В рамках этой теории, в частности, установлено [12], что разрушающее напряжение для материала (оценка Гриффитса), в котором имеются трещины длиной l_{cr}, определяется выражением

$$\sigma_u = \left(4E W_{saf} / \pi l_{cr}\right)^{1/2}, \text{ где } W_{saf} \text{ – поверхностная энергия.} \quad (1)$$

Оценка Орована [12], полученная в предположении о том, что радиус кривизны в вершине трещины равен атомному размеру, имеет вид

$$\sigma_u = \left(E W_{saf} / 2 l_{cr}\right)^{1/2}. \quad (2)$$

Отмечено также, что обычно наблюдаемые значения прочности $\sigma_t \approx E/500$ можно объяснить наличием трещин Гриффитса длиной $l_{cr} \approx 10^{-6}$м.

Необходимо отметить, что размер микротрещин оценивался и другими авторами. В работе [13] приведена оценка $l_{cr} \approx (3 \div 5)\cdot 10^{-6}$м. В работе [14] представлена оценка размеров микротрещин, отвечающих началу их объединения при одноосном растяжении. Их длина должна находиться в пределах $l_{cr} \approx (2 \div 20)\cdot 10^{-6}$м.

Теория Гриффитса рассматривает развитие одиночной трещины в бесконечно протяженной среде, подверженной растяжению силами, приложенными на бесконечно удаленных от трещины краях. При эксплуатации тонкопленочных покрытий возможна ситуация, когда основа подвергается растяжению, увлекая в этот процесс покрытие доводя его до разрушения. Растяжение пленки с помощью основы, с которой она скреплена адгезионными силами, происходит посредством касательных сил, приложенных вдоль поверхности контакта. Разрушение растягиваемой пленки (без основы) происходит из-за потери устойчивости и катастрофического развития одиночной трещины. Для покрытия на растягиваемой основе характерно возникновение сети трещин, параллельных между собой (рисунок 1) [15]. Из рисунка 1 видно, что расстояние между ближайшими микротрещинами имеет порядок $h = 6\cdot 10^{-6}$м, что соизмеримо с $l_{cr} \approx 10^{-6}$м.

Возникновение сети микротрещин, появившихся из-за фрагментации кристалла в полях внешних воздействий вследствие нарушения трансляционной инвариантности кристаллической структуры теоретически и экспериментально рассмотрено и обосновано в [16]. В той или иной степени, влияние фрагментации структуры материала на его прочность учитывалось в целом ряде работ, например, в [17 – 21].

В работе предлагается упрощенная модель явления, а также оценка разрушающего напряжения, сделанная на ее основе. Этот результат позволит проводить оценочные расчеты реальной прочности тонкопленочных покрытий при условии наличия информации о среднем размере их микротрещин.

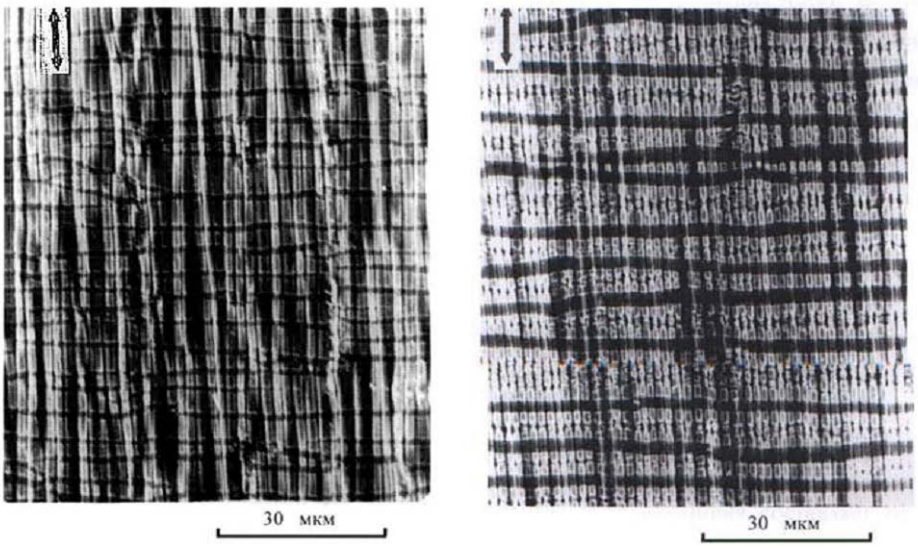


Рис. 1. Электронные микрофотографии рельефа поверхности металлических пленок на полимерной основе. Темные поперечные полосы – трещины [15]

Допускается, что материал имеет ячеистую структуру. В каждой из ячеек имеется микротрещина. Форма и ориентация микротрещин в материале пленки случайна. Однако при ее растяжении посредством подложки "активизируются" те из них, которые перпендикулярны направлению растяжения.

Работа выполнялась в рамках базовой части государственного задания на 2014 – 2016 гг., код проекта 286.

Список литературы

1. Griffith A. A. The phenomena of rupture and flow in solids // Phil. Trans. Roy. Soc. London. Ser. A. – 1920. – Vol. 221. – P. 163 – 198.
2. Работнов Ю. Н. Введение в механику разрушения. – М.: Наука. Гл. ред. Физ.-мат. лит. – 1987. – 80 с.
3. Райзер Ю. П. Физические основы теории трещин хрупкого разрушения // Успехи физических наук. – 1970. – Т. 100. – Вып. 2. – С. 329 – 347.
4. Черепанов Г. П. Механика хрупкого разрушения. – М.: Наука, 1974. – 640 с.
5. Си Г., Либовиц Г. Математическая теория хрупкого разрушения / Ред. Г. Либовиц // Разрушение. – М.: Мир. – 1975. – Т. 2. Математические основы теории разрушения. – М.: Мир, 1975. – С.83–203. – С. 83 – 203.
6. Sih G. C., Liebowitz H. On the Griffith energy criterion for brittle fracture. // International Journal of Solids and Structures. Pergamon Press Ltd. – 1967. – Vol. 3. – P. 1 – 22.
7. Гарбер Р. И., Гиндин И. А. Физика прочности кристаллических тел // Успехи физических наук. – 1960. – Т. 70. – Вып. 1. – С. 57 – 110.
8. Бартенев Г. М. Строение и механические свойства неорганических стекол. – М.: Изд.-во лит. по строит. – 1966. – 216 с.
9. Xi-Qiao Feng, Shou-Wem-Yu. Damage Micromechanics for Constitutive Relations and Failure of Microcraced Quasi-Brittle Materials // International Journal of Damage Mechanics. – 2010. – Vol. 19, 8. – P. 911 – 948.
10. Zohar Josibash, Arie Bussiba, Ilan Gilad. Failure criteria for brittle elastic materials // International Journal of Fracture. – 2004. – № 125. – P. 307 – 333.
11. J. Li, X. B. Zhang. A Unified Failure Criterion for Brittle or Quasi-Brittle Materials under Arbitrary Stress Concentration // Fracture of Nanj and Engineering Materials and Structures. – 2006. – P. 1119 – 1120.

12. Петч Н. Металлографические аспекты разрушения / Ред. Г. Либовиц // Разрушение. – М.: Мир, 1973. – Т. 1. Микроскопические и макроскопические основы механики разрушения. – С. 376 – 420.
13. Рыбин В. В. Большие пластические деформации и разрушение материалов. – М.: Металлургия, 1986. – 244 с.
14. Бусов В. Л. Рассеяние ультразвуковых волн на микротрещинах в фрагментированных поликристаллах // Акустичний вістник. – 2007. – Т. 10. – № 3. – С. 19 – 24.
15. Волынский А. Л., Ярышева Л. М., Моисеева С. В., Баженов С. М., Бакеев Н. Ф. Новый подход к оценке механических свойств твердых тел экстремально малых и больших размеров // Российский химический журнал. Журнал Российского химического общества им. Д. И. Менделеева. – 2006. – Т. 50. – № 5. – С. 126 – 133.
16. Панин В. Е., Егорушкин В. Е. Физическая мезомеханика и неравновесная термодинамика как методологическая основа наноматериаловедения // Физическая мезомеханика. – 2009. – Т. 12. – № 4. – С. 7 – 26.
17. Редколлегия журнала Физика твердого тела. Серафим Николаевич Журков. К 100-летию со дня рождения // Физика твердого тела. – 2005. – Т. 47. – Вып. 5. – С. 771 – 776.
18. Журков С. Н., Куксенко В. С., Петров В. А., Савельев В. Н., Султонов У. О прогнозировании разрушения горных пород // Известия АН СССР. Физика Земли. – 1977. – № 6. – С. 11 – 18.
19. Сарафанов Г. Ф., Переверзенцев В. Н. Зарождение микротрещин в фрагментированной структуре // Вестник Нижегородского университета им. Н. И. Лобачевского. Исследования физической природы фрагментации материалов. – 2010. – № 5 (2). – С. 90 – 94.
20. Francois Hild, Pascal Forquin, Christophe Ltnoual and Xvier Brajer. Probalistic-deterministic transition involved in a fragmentation process of brittle materials: application tu a high performance concepte // Latin American Journal of Solids and Structures. – 2005. – № 2. – P. 41 – 56.
21. Zhu T. T., Bushby A. J. and Dunstan D. J. Materials mechanical size effects: a review // Materials Technology. – 2008. – Vol. 23. – № 4. – P. 193 – 209.

СТРУКТУРА И СВОЙСТВА МАРТЕНСИТНОЙ СТАЛИ, ПОДВЕРГНУТОЙ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Никитина М.А., Ганеев А.В., Караваева М.В., Рааб А.Г., Исламгалиев Р.К.

Уфимский государственный авиационный технический университет, г. Уфа, Россия,
nik.marina.al@gmail.com

Жаропрочные мартенситные стали широко используются во многих отраслях промышленности в качестве конструкционных материалов. Высокая прочность при комнатной и повышенной температуре обеспечиваются упрочнением вследствие фазового наклепа при мартенситном превращении и дисперсионным твердением при последующем нагреве. Известно, что продление ресурса изделий возможно с использованием новых научно-технических подходов, которые базируются на измельчении зеренной структуры методами интенсивной пластической деформации (ИПД). В частности, ранее было показано, что применение методов ИПД ведет к формированию ультрамелкозернистой (УМЗ) структуры в различных сталях со средним размером зерен менее 1 мкм и преимущественно большеугловыми границами зерен [1,2]. Такие УМЗ материалы пред-

ставляют собой повышенный интерес благодаря их уникальным механическим свойствам: высокой прочности, усталости, а также низкотемпературной и высокоскоростной сверхпластичности [3].

Целью работы является анализ возможностей применения методов ИПД к сталям мартенситного класса, а также оценка влияния интенсивной пластической деформации на структуру и свойства мартенситной стали марки ЭИ-961Ш.

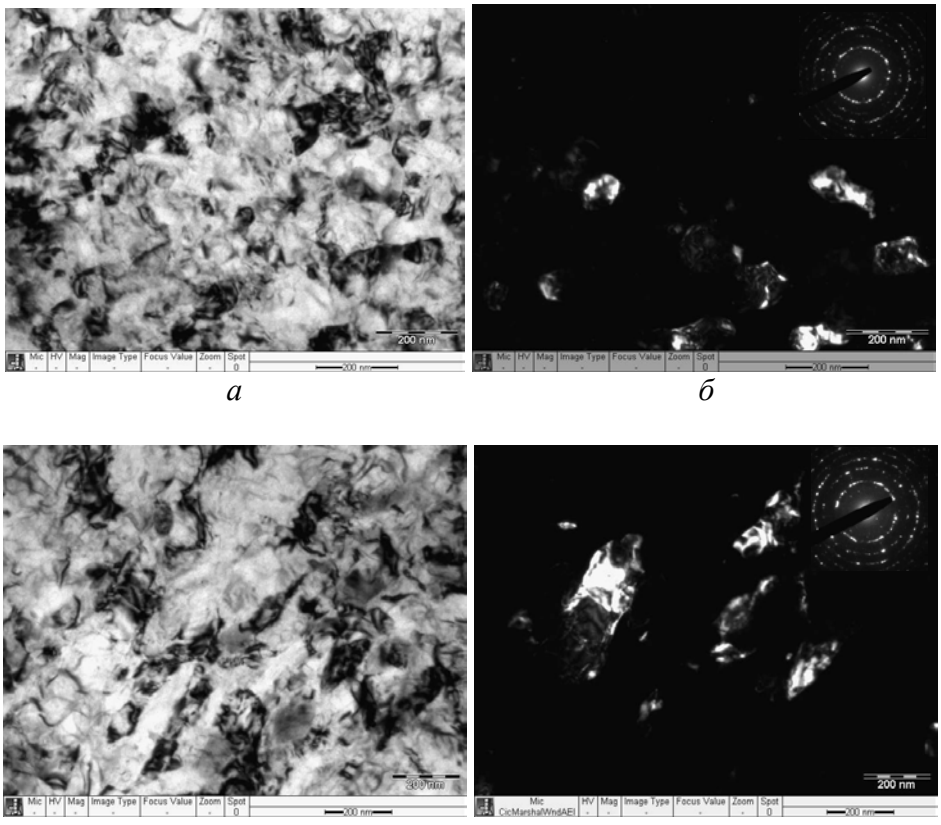
Материалом для исследований была выбрана сталь ЭИ-961Ш (13Х11Н2В2МФ-Ш), в виде горячекатаного прутка диаметром 20 мм.

Исходный материал подвергали выдержке в аустенитной области при температуре 1050°С в течение 1 часа с последующей закалкой в масло и отпуском при температуре 800°С, 1 час.

Для формирования УМЗ структуры образцы диаметром 20 мм и толщиной 1 мм были подвергнуты интенсивной пластической деформации кручением (ИПДК) под давлением 6 ГПа, с количеством оборотов равным 10. Для оценки влияния температуры деформации на формируемую структуру, ИПДК проводили при температурах 20°С и 300°С.

Для проведения РКУП использовали оснастку с углом пересечения каналов 120^{o} и диаметром канала 20 мм. РКУП было выполнено с понижением температуры от 600^{o}С до 500^{o}С с общим количеством проходов равном 6.

Исследования структуры в просвечивающем электронном микроскопе показали, что после обработки методом ИПДК в стали ЭИ-961Ш формируется УМЗ структура со средним размером зерна примерно 140 нм (рис. 1 *а*). Повышение температуры ИПДК обработки до 300^{o}С привело к увеличению среднего размера зерна до 200 нм (рис. 1 *в*).

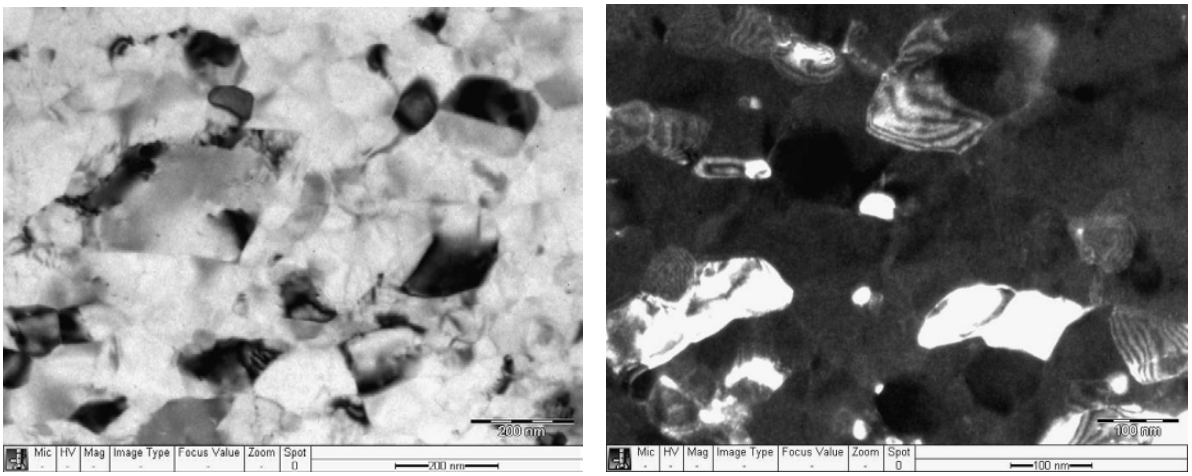


а *б*

в *г*

Рис. 1. Структура стали ЭИ-961Ш после ИПДК при температуре 20^{o}С(*а, б*); ИПДК ИПДК 300 ^{o}С (*в, г*); (*а, в*) светлопольные изображения; (*б, г*) темнопольные изображения

После дополнительного отжига при температуре 450°С средний размер зерна существенно не изменился (рис. 2). Но при этом произошла релаксация внутренних напряжений и выделение дисперсных частиц упрочняющих фаз.



а *б*

Рис. 2. Структура УМЗ образцов после дополнительного отжига при температуре 450°С: (*а*) ИПДК при 20°С; (*б*) ИПДК при 300°С

Применение ИПДК привело к значительному повышению микротвердости стали ЭИ-961Ш. При этом разность в микротвердости между образцами, подвергнутыми ИПДК при температурах 20°С и 300°С не превышала 50 МПа (8%). При дальнейшем нагреве стали ЭИ-961Ш до температур 450-500°С наблюдался рост микротвердости в обоих состояниях (Рис. 3), который можно объяснить выделением дисперсных частиц упрочняющих фаз. Снижение микротвердости при отжиге при температуре выше 600°С очевидно связано с началом рекристаллизации и укрупнением выделенных дисперсных частиц. Из рисунка 4 следует, что УМЗ структура, сформированная методом ИПДК, в стали ЭИ-961Ш стабильна до 600°С.

Исходя из полученных выше результатов, РКУП проводили по следующей схеме 2 цикла 600°С, 2 цикла 550°С, 2 цикла 500°С, что позволило получить целостные бездефектные заготовки.

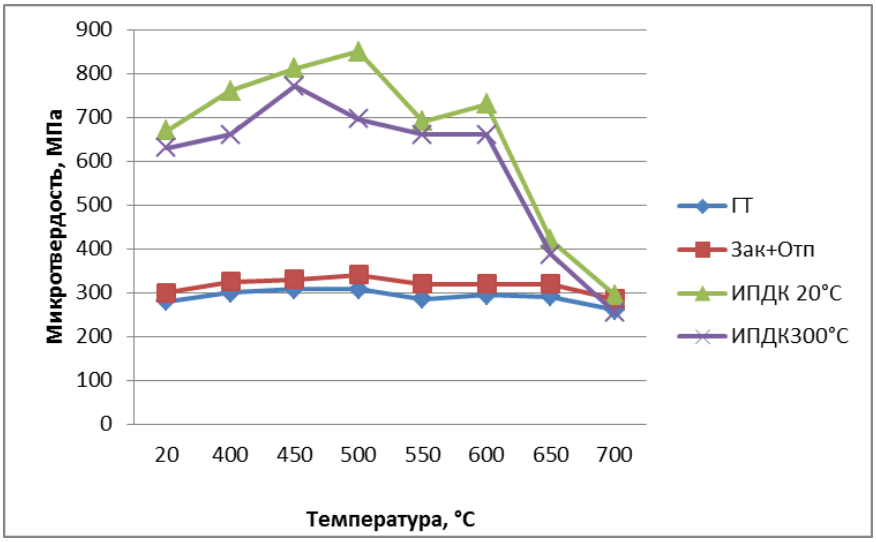
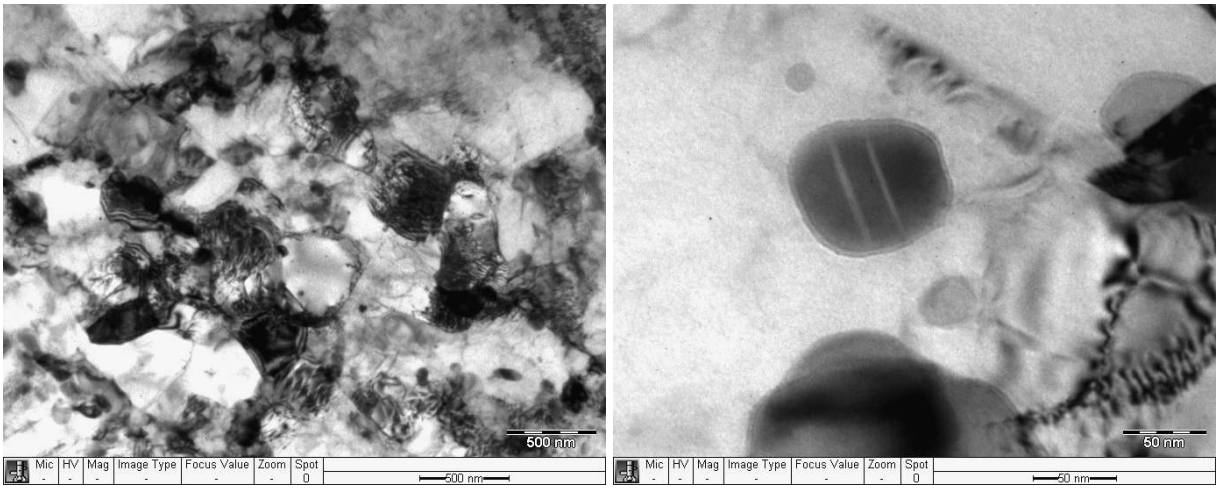


Рис. 3. Влияние температуры отжига на микротвердость ИПДК образцов

Применение РКУП способствовало измельчению зеренной структуры до 450 нм (Рис. 4). При этом в структуре РКУП образцов были обнаружены дисперсные частицы упрочняющих фаз размером до 50 нм, которые выделились вследствие высоких температур РКУП обработки.

Механические испытания на растяжение стандартных образцов показали, что предел прочности РКУП образцов повысился с 1030 МПа до 1070 МПа с сохранением пластичности примерно 8%. Небольшое изменение прочностных свойств связано, очевидно, с применением РКУП обработки при повышенной температуре 600^{o}C, что привело к укрупнению дисперсных частиц упрочняющих фаз и, соответственно, к снижению роли дисперсионного упрочнения.



а *б*

Рис. 4. Структура УМЗ образцов подвергнутых РКУП: (*а*) светлопольное изображение; (*б*) изображение дисперсных частиц

Таким образом применение интенсивной пластической деформации приводит к сильному измельчению зеренной структуры стали ЭИ-961Ш с 1,5 мкм до 140 нм при комнатной температуре, до 200 нм при ИПДК обработке при 300 °С и 450 нм при РКУП. УМЗ образцы демонстрируют высокие значения микротвердости – до 8500 МПа, что в 2,5 раза выше значений после стандартной термической обработки. Повышенные значения твердости сохраняются до 650 °С.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РНФ № 15-19-00144.

Список литературы

1. R.Z.Valiev, R.K.Islamgaliev, I.V.Alexandrov. Bulk nanostructured materials from severe plastic deformation. Progress in Materials Science. 45 (2000) 103-189.
2. Nanomaterials by severe plastic deformation. Proceedings of international conference NanoSPD6. Edited by L.S.Toth. JOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 63 (2014).
3. Н.Б.Эфрос, В.П.Пилюгин, Б.М.Эфрос, А.М.Пацелов, Е.Г.Чернышев, Л.В.Лоладзе. Влияние интенсивной пластической деформации под давлением на структуру, фазовый состав и прочностные свойства нержавеющих хромоникелевых сталей. ФТВД. 14, 3 (2004) 82-89.

ДЕФЕКТЫ МЕЗОУРОВНЯ В Nb–Ti СПЛАВЕ, ДЕФОРМИРОВАННОМ В УСЛОВИЯХ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ

Константинова Т.Е., Варюхин В.Н., Глазунова В.А., Бурховецкий В.В.

Государственное учреждение «Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина, Донецк, Украина,
matscidep@aim.com

Исследования последних лет убедительно показывают перспективность создания наноструктурного состояния для достижения нового уровня свойств материалов и сохранения их устойчивости в условиях эксплуатации. В связи с этим деформационные методы улучшения структуры и свойств материалов в последние десятилетия приобрели огромную актуальность. По мере развития науки о пластической деформации, разработки новых методов интенсивной пластической деформации и современных методов исследований ученые создают все более полную картину физических процессов, происходящих при пластической деформации твердых тел. Без этого невозможно дальнейшее продвижение по пути создания новых и совершенствования имеющихся материалов, осмысленного управления процессами пластической деформации и, в частности, процессами фрагментации, а также предсказания предела устойчивости реальных материалов в условиях эксплуатации.

Континуальная механика деформируемого тела, представления о дислокациях, дисклинациях и ротационной моде – этапы большого пути, на котором огромный вклад в развитии мировой науки о пластической деформации внесен работами ученых СНГ, в частности, известных школ Санкт-Петербурга, Москвы, Томска, Киева, Харькова. Существенный прогресс принес мезоскопический подход к описанию пластической деформации, развитый в работах В.И. Владимирова, А.Е. Романова, В.В. Рыбина, посвященных поведению дислокаций в кристаллах при их деформировании. Появление коллективных эффектов при некоторых критических плотностях дислокаций обусловлено как термодинамическим, так и кинетическим факторами, в основе которых лежит выигрыш в энергетике и подвижности дислокационных групп по сравнению с единичной дислокацией. Само понятие мезоскопического масштаба, характерным признаком которого является коллективный характер в поведении элементов системы, и важность такого подхода для описания целого ряда явлений в твердых телах, таких как межкристаллитная внутренняя адсорбция, диффузия, рекристаллизация, пластическая деформация и др., было впервые опубликовано В.И. Архаровым в 1980г. [1].

Однако и сегодня существующих к настоящему времени знаний все же явно недостаточно для целенаправленного управления и свойствами деформируемых материалов. В особенности это касается реальных многокомпонентных гетерофазных металлических систем с высокой плотностью дислокаций, подвергаемых деформации в условиях высоких давлений. Среди них особый интерес представляют титановые сплавы, как функциональные и конструкционные материалы, которые также являются прекрасным объектом для изучения эволюции структуры в процессе пластической деформации. В работе рассмотрены структурные изменения сплава Ti-40Nb (T60), который является низкотемпературным сверхпроводником и его свойства в основном определяются количеством центров пиннинга, на которых может происходить локализация вихрей Абрикосова. Такими центрами могут быть несовершенства структуры, несверхпроводящие включения, нанофлуктуации состава, треки (нейтроны и пр.), границы зерен (малоугловые, полукогерентные). Для повышения критического тока данного сплава в настоящей работе была использована интенсивная пластическая деформация с применением метода, разработанного в ДонФТИ - равноканального многоуглового прессования (РКМУП), которое проводилось при комнатной температуре в несколько проходов. Структура образцов

была изучена после 12, 24 и 36 проходов (циклов), что соответствовало истинной деформации со степенями 9,84; 19.68; и 26,24 соответственно. Давление прессования составляло 600–800 МПа. В исходном состоянии сплав представлен крупными (1–3 мкм) зернами β-фазы с незначительным количеством α-фазы по границам зерен и невысокой плотностью дислокаций. Электронная микроскопия (JEM 200A) деформированных образцов сплава образцов позволила обнаружить большое разнообразие эффектов влияния степени деформации на структуру сплава, в частности, это структуры с контурами экстинкции, свидетельствующими о непрерывных изменениях вектора разориентации (12 циклов), деформационный мартенсит и распад твердого раствора (24 цикла) и даже рекристаллизацию (36 циклов).Для создания структур с высокой степенью дефектов наиболее предпочтительными были образцы, прошедшие 12 циклов РКМУП (ε = 9,84). Несмотря на высокую степень деформации и повышенную плотность дислокаций, фрагментация зерен была недостаточной. Ранее при исследовании структур с плавным изменением кривизны кристаллической решетки была разработана дислокационная модель локального изгиба кристаллической решетки как результат образования дипольных дислокационных скоплений в виде двух наклонных рядов краевых дислокаций противоположного знака. Новый дефект был назван диспланацией, в отличие от дислокаций и дисклинаций описанный дефект является объемным. Уровень напряжений этого дефекта пропорционален плотности заряда, а вне его быстро убывает с расстоянием. В развитие этих работ было предложено наряду с трансляционной и ротационной модой ввести понятие изгибной моды, а впоследствии удалось увидеть изгибы кристаллических областей в Ti–Nb сплаве.

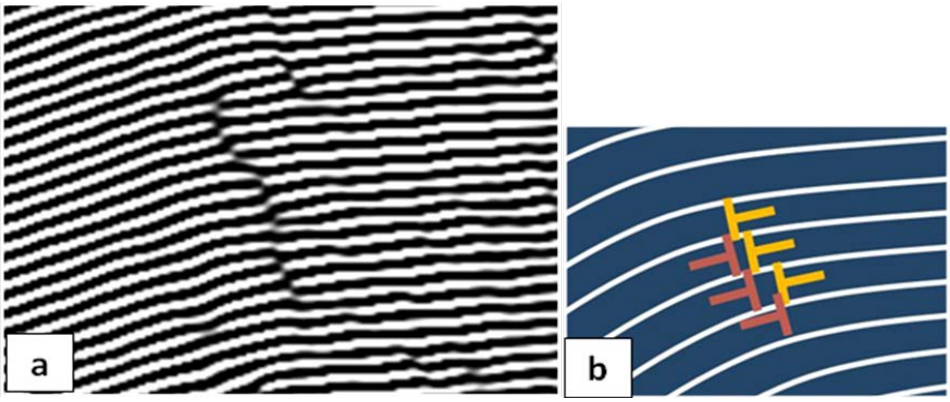


Рис. 1. Область изгиба и наносдвига кристаллических плоскостей (*a*); схема сдвига кристаллических плоскостей (*b*) в деформированном (ε = 9,84) Ti–Nb сплаве

Исследование проводилось с помощью электронной микроскопии высокого разрешения (HRTEM) на приборе JEM 2100F, который позволяет отфильтровывать «шумы» на изображении. Результаты исследования позволили увидеть на изображении целый ряд новых неожиданных дефектов и интерпретировать их с позиций мезоскопического подхода. На изображениях структуры деформированного сплава (плоскость 110, межплоскостное расстояние 2,32Å) четко видно значительное отклонение от прямолинейности кристаллических плоскостей в отличие от исходных недеформированных образцов, где дислокации имеют классический вид. Кроме этого формирование упругопластического изгиба плоскостей сопровождается образованием протяженных дефектов, расположенных перпендикулярно по отношению к изгибающимся плоскостям. (рис.1). Эти дефекты играют роль релаксационных (демпфирующих) элементов в данном объеме кристаллической решетки, они получили название «наносдвиг», для них характерен сдвиг плоскостей на половину межплоскостного расстояния и небольшая протяженность. Обнаружен также ряд других мезодефектов в виде волнообразных возмущений,

поворотных и сотовых нанофрагментов (рис.2). В кристаллической решетке сплава в целом наблюдаются значительные дисторсии.

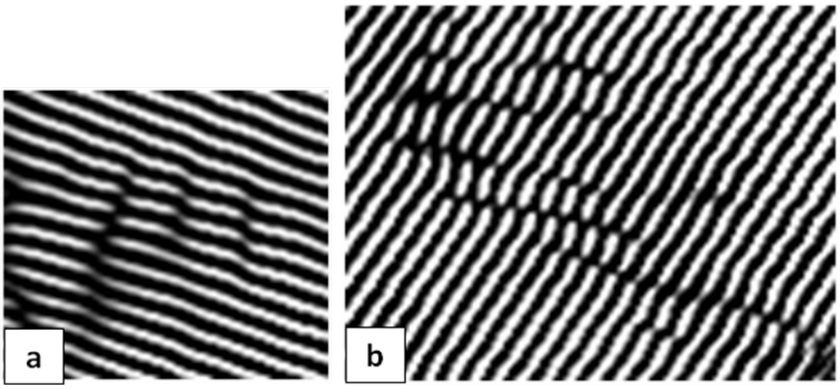


Рис.2. Волнообразные возмущения (*a*) и сотовые структуры (*b*) в деформированном (ε = 9,84) Ti–Nb сплаве

Возникновение в процессе деформации новых мезодефектов обусловлено размягчением межатомных связей вследствие разной скорости диффузии компонентов твердого раствора из-за различия их атомной массы и электронной структуры. Интенсивная деформация в сочетании с отпуском позволила получить существенное измельчение размера зерна и повышение критического тока. Более детальную информацию частично можно получить по ссылкам статей, указанных ниже.

Список литературы

1. В.И. Архаров. Мезоскопические явления в твердых телах и их мезоструктура. Сборник статей к столетию со дня рождения А.Ф. Иоффе. Проблемы современной физики, Л., «Наука», 1980, с. 357-382.
2. Tetyana Konstantinova, Valentina Glazunova. Grain refinement mechanism for metal alloys deformed under high pressury. High Pressure Research: An International Journal, Vol. 32, No. 1, March 2012, 48–53.
3. Т.Е. Константинова. Эволюция дислокационной структуры металлических систем в условиях высоких давлений Физика и техника высоких давлений. 2009, том 19, № 1, с. 7-29.

ДИНАМИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СТРУКТУРНЫХ ДЕФЕКТОВ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Малашенко В.В., Малашенко Т.И.

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина, Донецк, Украина
Донецкий национальный технический университет, Донецк, Украина
malashenko@fti.dn.ua

Высокоскоростная деформация реализуется при использовании сварки взрывом, при ударно-волновом воздействии [1], при воздействии на кристаллы лазерными импульсами высокой мощности [2], при использовании метода динамического канального углового прессования [3] и при высокоскоростной обработке [4]. При этом скорость пластической деформации достигает значений $10^3 - 10^7 s^{-1}$, а дислокации совершают надбарьерное скольжение и движутся со скоростями $v \geq 10^{-2} c$, где c – скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле. Это так называемая динамическая

область, в которой дислокация преодолевает встречающиеся на ее пути препятствия без помощи термических флуктуаций. Существенное влияние на движение дислокаций, а, следовательно, и на механические свойства кристаллов, оказывает динамическое взаимодействие дислокаций с другими дефектами кристаллической структуры, в частности, с точечными дефектами и дислокационными петлями, которые образуются при индентировании, ковке, штамповке, но особенно высока плотность этих петель при закалке [5] и радиационном облучении материалов [6].

Вопрос об ориентационной зависимости динамического взаимодействия краевых дислокаций с неподвижными петлями проанализирован в работе [7]. Исследуемый в этой работе механизм диссипации заключался в необратимом переходе кинетической энергии поступательного движения дислокации в энергию ее изгибных колебаний в плоскости скольжения. Как следует из работ [7–9], динамика дислокаций при таком механизме диссипации зависит от вида спектра дислокационных колебаний, в частности, от наличия щели в спектре.

В работе [9] было показано, что наличие щели в спектре колебаний дислокации, движущейся в упругом поле круговых дислокационных петель, при определенных условиях приводит к возникновению силы сухого трения. В работе [10] исследовалось движение краевой дислокации в упругом поле дислокационных петель и точечных дефектов, а щель порождалась коллективным взаимодействием дефектов с дислокацией. В работе [9] появление щели было результатом взаимодействия дислокации с поверхностью кристалла.

При ударно-волновом воздействии на кристалл плотность подвижных дислокаций достигает очень высоких значений, их коллективное взаимодействие значительно возрастает и оказывает доминирующее влияние на формирование спектра дислокационных колебаний и динамическое взаимодействие дислокаций с другими структурными дефектами решетки. В работах [11, 12] исследовалось движение краевых дислокаций при ударных воздействиях на кристалл с высокой концентрацией точечных дефектов, однако дислокационные петли в этих кристаллах отсутствовали.

В настоящей работе анализируется скольжение краевых дислокаций при ударно-волновом воздействии на кристаллы, содержащие как точечные дефекты, так и призматические дислокационные петли в условиях конкуренции коллективного взаимодействия дефектов и коллективного взаимодействия дислокаций.

Пусть бесконечные краевые дислокации совершают скольжение под действием постоянного внешнего напряжения σ_0 в положительном направлении оси OX с постоянной скоростью v в кристалле, содержащем хаотически распределенные точечные дефекты и дислокационные петли. Линии дислокаций параллельны оси OZ, их векторы Бюргерса $\mathbf{b} = (b,\ 0,\ 0)$ одинаковы и параллельны оси OX. Плоскость скольжения дислокаций совпадает с плоскостью XOZ. Положение k-ой дислокации определяется функцией

$$X_k(y = 0, z, t) = vt + w_k(y = 0, z, t) \qquad (1)$$

Здесь $w_k(y = 0, z, t)$ – случайная величина, описывающая изгибные колебания дислокации, возбужденные ее взаимодействием с хаотически распределенными дефектами. Среднее значение этой величины по длине дислокации и по хаотическому распределению дефектов равно нулю.

Плоскости дислокационных петель параллельны плоскости скольжения дислокаций, а их центры распределены в кристалле случайным образом. Рассмотрим случай, когда все дислокационные петли являются призматическими. Для простоты все петли будем считать одинаковыми, то есть имеющими одинаковые радиусы равные a и одинаковые векторы Бюргерса $\mathbf{b_0} = (0,\ -b_0,\ 0)$ параллельные оси OY.

Уравнение движения k-ой дислокации может быть представлено в следующем виде

$$m\left\{\frac{\partial X^2}{\partial t^2}-c^2\frac{\partial^2 X}{\partial z^2}\right\}=b\left[\sigma_0+\sigma_{xy}^d+\sigma_{xy}^L\right]+F_k-B\frac{\partial X}{\partial t} \qquad (2)$$

где σ_{xy}^d – компонента тензора напряжений, создаваемых точечными дефектами на линии дислокации, σ_{xy}^L – компонента тензора напряжений, создаваемых на этой линии призматическими петлями, F_k – сила, действующая на дислокацию со стороны остальных дислокаций ансамбля, m – масса единицы длины дислокации (массы всех дислокаций считаем одинаковыми), c – скорость распространения в кристалле поперечных звуковых волн, B – константа демпфирования, обусловленная фононными, магнонными или электронными механизмами диссипации.

Взаимодействие движущихся дислокаций ансамбля также способно влиять на формирование колебательного спектра. Вклад этого взаимодействия в величину щели согласно [11] определяется формулой

$$\Delta_{dis}=\pi b\sqrt{\frac{\mu\rho}{6\pi m(1-\gamma)}}\approx c\sqrt{\rho} \qquad (3)$$

где ρ – плотность подвижных дислокаций, μ – модуль сдвига, γ – коэффициент Пуассона.

Сила торможения дислокации призматическими петлями имеет вид

$$F_L=\frac{n_L\mu b_0^2 a}{(1-\gamma)^2\sqrt{\rho}} \qquad (4)$$

Здесь n_L – объемная концентрация петель.

Как следует из полученной формулы, рост плотности подвижных дислокаций снижает силу их торможения петлями. Таким образом, коллективное взаимодействие дислокаций облегчает преодоление призматических петель.

Полученная формула справедлива для скоростей $v<v_L=a\Delta_{dis}\approx ac\sqrt{\rho}$.

Рассмотрим теперь противоположный случай, когда доминирующее влияние на колебательный спектр оказывает взаимодействие дислокации с точечными дефектами: $\Delta_{dis}<\Delta_{def}$. Он реализуется, например, при $\rho\le 10^{14}\,\mathrm{m}^{-2}$ и $n_{0d}=10^{-2}-10^{-4}$.

Сила динамического торможения в этом случае после несложных преобразований может быть описана выражением

$$F_L=\frac{n_L\mu b b_0^2 a}{(1-\gamma)^2(n_{0d}\varepsilon^2)^{1/3}} \qquad (5)$$

Как следует из полученного выражения, сила динамического торможения краевой дислокации призматическими петлями в исследуемой области скоростей зависит не только от концентрации петель, но и от концентрации точечных дефектов: рост концентрации этих дефектов приводит к увеличению размеров спектральной щели, а, следовательно, к уменьшению силы торможения дислокации петлями.

Зависимость полной силы торможения от концентрации дефектов описывается немонотонной функцией, имеющей минимум при значении концентрации

$$n_{\min}=\frac{\left(n_L b_0^2 ac/v\right)^{\frac{3}{2}}}{(1-\gamma)^3\varepsilon^2}\ . \qquad (6)$$

При таком значении концентрации дефектов происходит переход от доминирования торможения дислокации петлями к доминированию торможения точечными дефектами.

В разбавленных твердых растворах щель в спектре дислокации, создаваемая точечными дефектами, определяется выражением $\Delta_{def} = \frac{c}{b}\left(n_{0d}\varepsilon^2\right)^{1/4}$. Тогда сила динамического торможения краевой дислокации точечными дефектами определяется формулой $F_d = B_d v$, где $B_d = K\varepsilon\sqrt{n_{0d}}$, K – коэффициент, зависящий от упругих модулей кристалла. Этот результат согласуется с экспериментальными данными работы [13].

Список литературы

1. Г.А. Малыгин, С.Л. Огарков, А.В. Андрияш, ФТТ, **56**, 1123 (2014).
2. D. Tramontina, E. Bringa, P. Erhart, J. Hawreliak, T. Germann, R. Ravelo, A. Higginbotham, M. Suggit, J. Wark, N. Park, A. Stukowski, Y. Tang. High Energy Density Physics **10**, 9 (2014).
3. И.Н. Бородин, А.Е. Майер. ЖТФ **83**, 76 (2013).
4. А.Ю. Куксин, А.В. Янилкин. ДАН **413**, 615 (2007).
5. Р. Хоникомб. Пластическая деформация металлов. Мир, М. (1972). 408 с.
6. В.В. Слезов, А.В. Субботин, О.А. Осмаев. ФТТ **47**, 463 (2005).
7. В.В. Малашенко. ФТТ **50**, 1788 (2008).
8. V.V. Malashenko. Modern Phys. Lett. B. **23**, 2041 (2009).
9. В.В. Малашенко. ФТТ **53**, 2204 (2011).
10. V.V. Malashenko. Physica B: Phys. Cond. Mat. **404**, 3890 (2009).
11. В.В. Малашенко, ФТТ **56**, 1528 (2014).
12. В.В. Малашенко, ФТТ **57**, 2388 (2015).
13. T. Kaneda , J. Phys. Soc. Japan **28**, 1205 (1970).

ТОМОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ МАГИСТРАЛЬНОЙ ТРЕЩИНЫ В ГЕТЕРОГЕННОМ МАТЕРИАЛЕ

Дамаскинская[1] Е.Е., Гилязетдинова[2] Д.Р., Фролов[1] Д.И., Гиляров[1] В.Л., Вознесенский[3] А.С.

[1] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия
[2] Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия
[3] Горный институт НИТУ "МИСиС", Москва, Россия
Kat.Dama@mail.ioffe.ru

Выявление закономерностей эволюции дефектной структуры гетерогенных материалов при механическом воздействии от появления одиночных микротрещин до образования магистральной трещины является важной задачей физики разрушения. Для ее решения желательно наблюдать образование и развитие дефектов в объеме материала в процессе нагружения. Это возможно сделать с помощью методов неразрушающего контроля [1]. Однако, большинство этих методов не позволяет выявлять дефекты микронных размеров в объеме массивных образцов. Прямой метод визуализации трехмерной внутренней микроструктуры объектов - рентгеновская компьютерная микротомография. Основное преимущество данного метода состоит в том, что он позволяет получить картину образования дефектов (трещин) в объеме деформированного материала, при этом образец сохраняет свою целостность.

В работе представлены результаты экспериментов, в которых проведены комплексные прямые исследования образования и развития дефектов в цилиндрических образцах (d = 10mm, h = 20mm) мансуровского гранита (Башкортостан) под действием ме-

ханической нагрузки. Были использованы два метода: акустическая эмиссия (АЭ) и рентгеновская компьютерная микротомография (КТ), выполненная с помощью аппаратурного комплекса ScyScan 1172.

Анализ томографической съемки (с пространственным разрешением 5 mkm) образца, проведенной до начала механических испытаний, показал, что дефектов в материале не обнаружено.

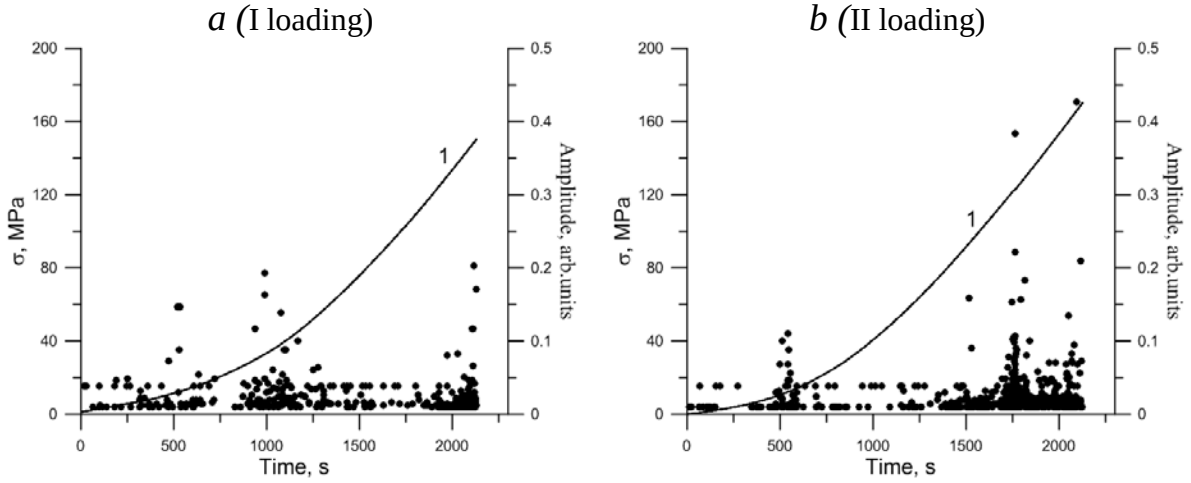


Рис.1. Изменение со временем осевого напряжения (кривые 1) и амплитуды сигналов АЭ (каждая точка соответствует одному сигналу АЭ) при первом (*a*) и втором (*b*) нагружении образца

Затем образец деформировали в условиях одноосного сжатия с постоянной скоростью деформации ($3.3 \cdot 10^{-4}$. mm/s). Контроль образования дефектов проводился с помощью регистрации сигналов АЭ. Для этого к торцу образца крепился широкополосный пьезопреобразователь GT301. Наличие акустоэмиссионной активности (рис.1) свидетельствует о том, что в материале происходит перестройка структуры и образуются дефекты.

Было проведено два этапа нагружения (до $\sigma \approx 0.6\sigma_{\text{разрушающее}}$ и до $\sigma \approx 0.8\sigma_{\text{разрушающее}}$). После каждого этапа образец разгружали и выполняли томографическую съемку.

На рис.2*a* показаны несколько томографических срезов на разной высоте образца после *первого* этапа нагружения. На них отчетливо видна трещина. Она выглядит как тонкая черная нить. Раскрытие трещины не более 5 mkm. С помощью программного пакета CTan, CTvol был проведен анализ всего массива срезов (расстояние между срезами 5 mkm) и построена 3D-модель трещины (рис.3*a*). Видно, что трещина имеет плоскую форму (4×3.4 mm^2).

После *второго* этапа нагружения наблюдалось развитие этой трещины. Это демонстрируют томографические срезы, показанные на рис.2*b*. На 3D-модели, построенной по срезам КТ, видно (рис.3*b*), что трещина имеет форму тонкой изогнутой поверхности (не плоскость) и почти пересекает весь образец. Важно отметить, что при этом образец сохранил целостность.

Показано, что метод рентгеновской компьютерной томографии позволяет обнаружить зарождение магистральной трещины и проследить ее развитие **в объеме** деформированного образца гранита.

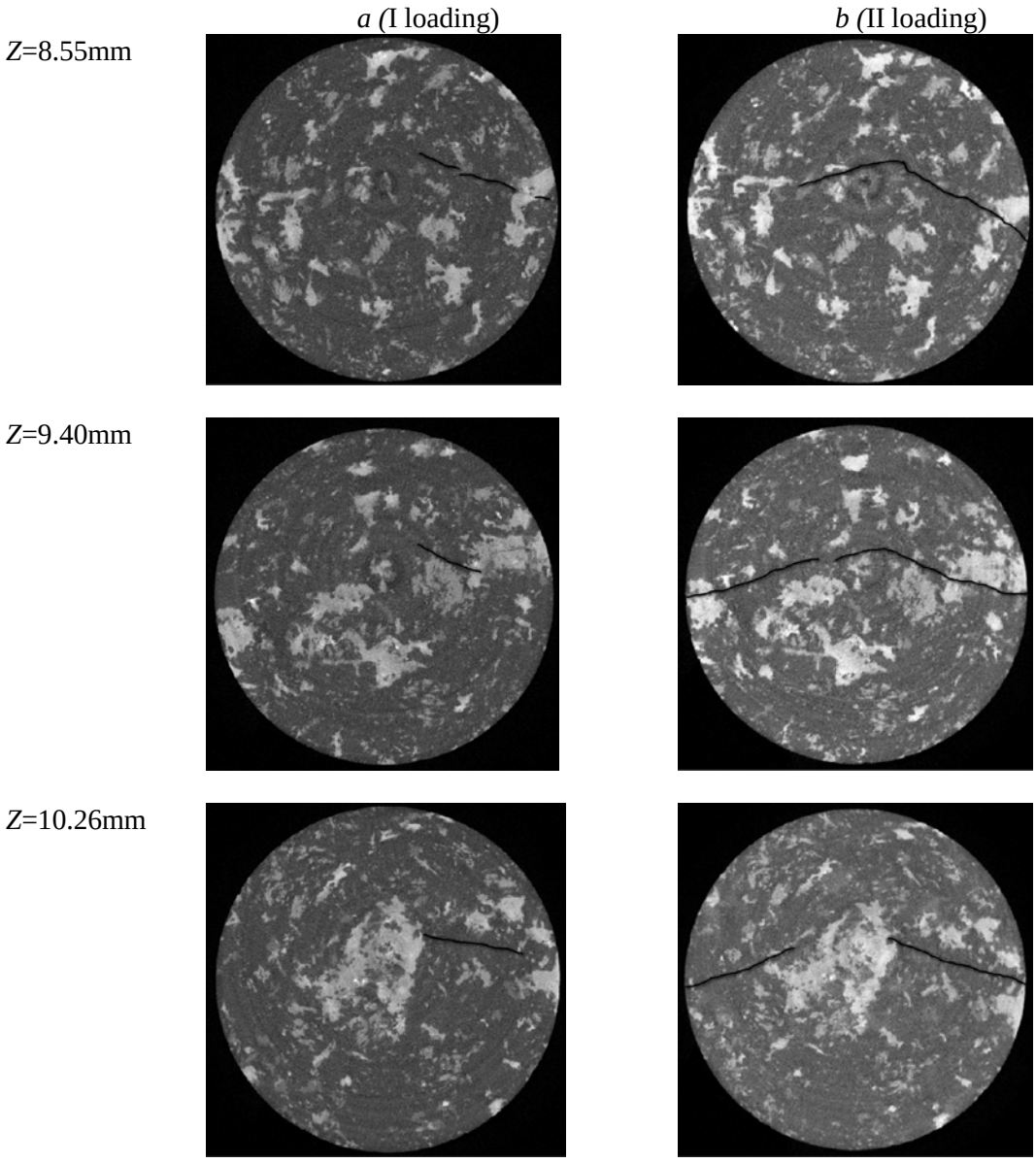


Рис.2. Томографические срезы (параллельно основанию на разной высоте образца): *a* – после первого этапа нагружения; *b* – после второго этапа нагружения

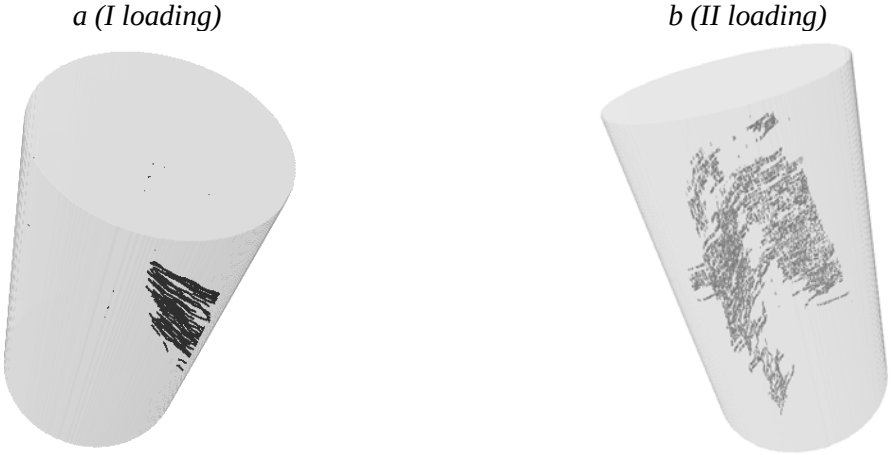


Рис.3. Трехмерная визуализация трещины: *a* – после первого этапа нагружения; *b* – после второго этапа нагружения

Наличие акустоэмиссионной активности в процессе деформирования образца позволяет говорить о том, что в материале происходила структурная перестройка. В результате этого на первом этапе нагружения образовалась магистральная трещина. На втором этапе нагружения сигналы АЭ, скорее всего, появляются в результате развития этой магистральной трещины (распространение в радиальном и вертикальном направлениях. Однако, принципиальной разницы в параметрах сигналов АЭ не наблюдалось.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 16-05-00237_а).

Список литературы

1. Неразрушающий контроль: Справочник: В 8 т. / Под общ. ред. В.В. Клюева. 2-е изд., испр. М.: Машиностроение, 2006.

ФИЗИЧЕСКИЙ И ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ ФАКТОРЫ МАКРОЛОКАЛИЗАЦИИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В МОНОКРИСТАЛЛАХ

Старенченко В.А.[1], Соловьева Ю.В.[1], Липатникова Я.Д.[1], Валуйская Л.А.[2]

[1]Томский государственный архитектурно-строительный университет, Томск, Россия
j_sol@mail.ru
[2]Сибирский государственный медицинский университет, Томск, Россия
val_larisa@mail.ru

В данной работе исследовалась макролокализация деформации в условиях сжатия и растяжения монокристаллического образца сплава со сверхструктурой $L1_2$, и в частности, исследовалось явление суперлокализации пластической деформации. Это явление проявляется в том, что в условиях высокотемпературного сжатия при небольших степенях деформации на поверхности кристалла появляется полоса, шириной 50÷70 мкм, которая проходит через весь кристалл, и в которой полностью локализуется вся дальнейшая деформация, разделяя монокристалл на две части (рис. 1). Экспериментальное исследование причин возникновения этого явления, позволило установить не только микроструктурный характер проявления суперлокализации (строение и плотность дислокаций, плотность точечных дефектов и границ разориентаций), но и макроскопический (наличие концентраторов напряжения, неоднородность напряженного состояния в деформируемом объекте). Разработанная модель, описывающая явление суперлокализации, учитывает как свойства микроструктуры, так и свойства макрообъема и представляет собой синтез двух моделей: механики сплошной среды и дислокационной кинетики сплавов со сверхструктурой $L1_2$. Численная реализация модели проводилась методом конечных элементов. При этом деформация элементарного объема деформационной среды задавалась моделью дислокационной кинетики, а модель механики сплошной среды позволяла учитывать неоднородности распределения напряжений деформируемого образца. В результате решения уравнений модели дислокационной кинетики были получены различного вида кривые $\sigma-\varepsilon$, которые в дальнейшем использовались в модели механики сплошной среды для описания деформационного поведения элементарного объема. Оказалось, что явление суперлокализации пластической деформации при сжатии наблюдалось только если кривая деформационного и термического упрочнения имела немонотонный вид (рис. 1).

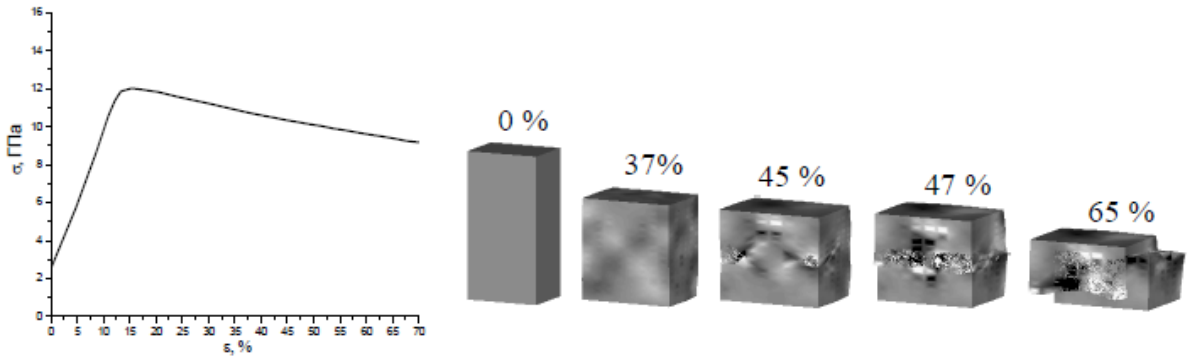


Рис. 1. Явление суперлокализации в условиях сжатия прямоугольного образца при немонотонном упрочнении элемента деформируемой среды

Если же упрочнение элементарного объема описывалось монотонно возрастающей кривой σ–ε, то явление суперлокализации не наблюдалось. Это связано с тем, что достижение напряжений в элементарном объеме образца, соответствующих точке максимума на немонотонной кривой упрочнения, вызывает деформации, снижающие сопротивление деформированию материала. Так как эти значения раньше достигаются в области концентратора напряжений, то именно эта область образца окажется размягченной и дальнейшее увеличение деформации будет происходить только в этой области, что приведет к суперлокализации. Подобный сценарий развития деформации не возможен в условиях монотонно возрастающего упрочнения элемента образца.

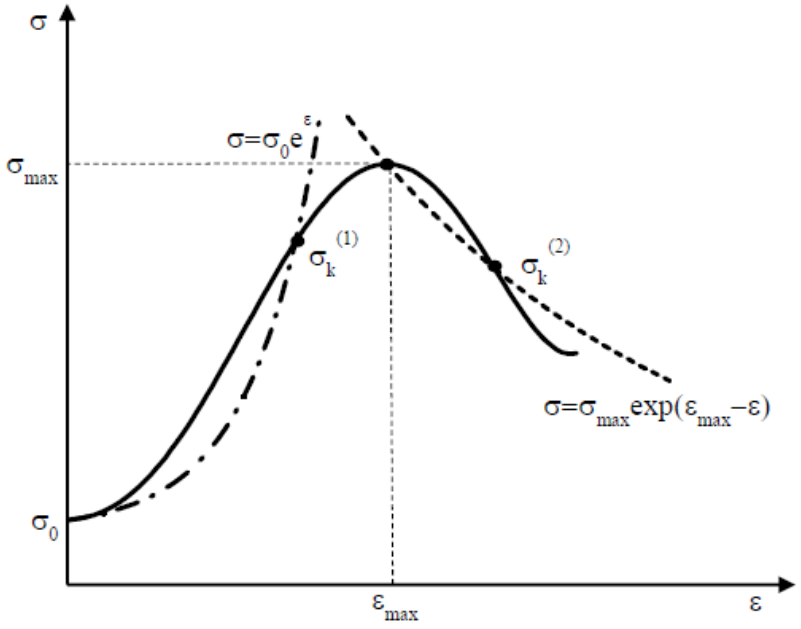


Рис. 2. Условия потери устойчивости при сжатии и растяжении

Если этот же образец без изменения сценария деформации элемента среды подвергнуть растяжению, то так же как и при сжатии процесс будет происходить по траектории $\sigma-\varepsilon$ (рис. 2), вначале сопровождаясь возрастанием деформирующего напряжения при увеличении деформации ε. Однако, в отличие от случая сжатия, напряжения не смогут достигнуть значение σ_{max}, вследствие того, что растяжение образца сопровождается уменьшением его сечения. Уменьшение сечения приводит к геометрическому разупрочнению вследствие возрастания эффективного деформирующего напряжения на некоторую величину $\Delta\sigma_G$. Одновременно с этим происходит физическое деформационное упрочнение, которое повысит сопротивление деформированию на $\Delta\sigma_F$. Если величина $\Delta\sigma_F > \Delta\sigma_G$, то любая флуктуация напряжений, вследствие возникновения или наличия концентраторов напряжения будет погашена физическим упрочнением и деформация будет оставаться однородной. Однако, при выполнении условия $\Delta\sigma_F \le \Delta\sigma_G$ физическое упрочнение оказывается недостаточным для компенсации геометрического разупрочнения. В этом случае элемент

среды будет деформироваться до тех пор, пока он не упрочнится в той степени, которая окажется достаточной для вовлечения в локальную деформацию граничащих с ним элементов деформационной среды. Элементы среды вовлекаются в процессе локализации деформации, формируя локальную область локализации деформации в виде «шейки».

Консидером было показано, что условие $\Delta\sigma_F \le \Delta\sigma_G$ эквивалентно при растяжении условию

$$\sigma - \frac{d\sigma}{d\varepsilon} \ge 0,$$

которое получило название в литературе условием потери устойчивости однородной деформации Консидера [2].

Рассматривая условие Консидера как дифференциальное уравнение, получим:

$$d\varepsilon \ge \frac{d\sigma}{\sigma} \quad \Rightarrow \quad \sigma = \sigma_o e^{\varepsilon},$$

критическую кривую деформации, которая будет отделять область устойчивости однородной деформации от области потери устойчивости однородной деформации, в случае геометрического разупрочнения (рис.2). Легко видеть, что при растяжении невозможно достигнуть точки $\sigma_{\max}$ на кривой деформации без образования шейки, т.е. однородным деформированием (рис. 3)

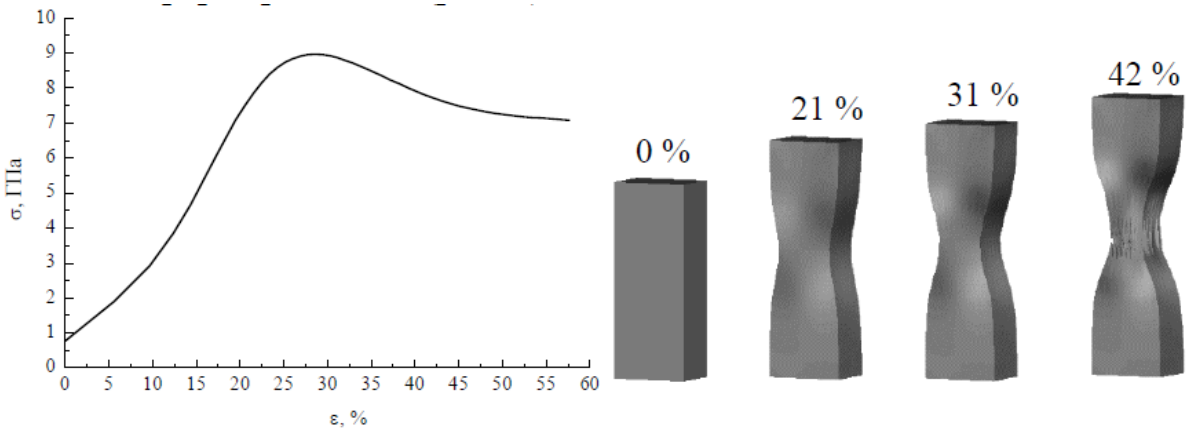


Рис. 3. Образование «шейки» в условиях сжатия прямоугольного образца при немонотонном упрочнении элемента деформируемой среды

Иная ситуация возникает при деформировании сжатием. Это связано с тем, что при сжатии флуктуация напряжений вызывает деформацию, которая приводит к увеличению площади сечения образца и, соответственно, к геометрическому упрочнению и «залечиванию» концентратора напряжения. Соответственно, деформация становится однородной и напряжения деформирования могут достигать величин $\sigma_{\max}$. Однако, начиная с этих значений σ, существенным становится физическое разупрочнение, связанное с тем, что коэффициент упрочнения становится отрицательным. В этом случае увеличение сечения, и в связи с этим, эффективное уменьшение напряжения деформирования компенсируется структурным разупрочнением, связанным с эволюцией дефектной субструктуры.

Легко видеть, что условие потери устойчивости однородной деформации при сжатии примет вид

$$\sigma + \frac{d\sigma}{d\varepsilon} \ge 0,$$

а критическая кривая деформации будет иметь вид

$$\sigma = \sigma_{max} e^{\varepsilon_{max} - \varepsilon} \quad .$$

Тогда критической точкой потери устойчивости деформации будет точка $\sigma_k^{(2)}$ (рис. 2)

Флуктуация напряжений, возникновения концентраторов напряжений при достижении этой точки будут вызывать деформации, недостаточные для компенсации геометрическим упрочнением структурного разупрочнения. В этом случае деформация будет протекать в условиях падающего напряжения деформированию, что исключит её распространение на элементы среды вне концентратора напряжений. Деформация сосредоточится исключительно в области концентрации напряжений, что приведет к суперлокализации деформации.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 16-03-00182-а и № 16-32-00139 мол_а)

КЛИНОВЫЕ ДИСКЛИНАЦИИ В СПЛОШНЫХ И ПОЛЫХ СФЕРИЧЕСКИ СИММЕТРИЧНЫХ УПРУГИХ ТЕЛАХ

Колесникова А.Л.[1, 2], Гуткин М.Ю.[1–3], Проскура А.В.[4], Морозов Н.Ф.[1, 5], Романов А.Е.[2, 6, 7]

[1] *Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург, Россия*
[2] *Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия*
[3] *Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия*
[4] *Mechanical Engineering Faculty – Technion, Israel Institute of Technology, Technion City, Haifa, Israel*
[5] *Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*
[6] *Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*
[7] *Тольяттинский государственный университет, Тольятти, Россия*
anna.kolesnikova.physics@gmail.com,
m.y.gutkin@gmail.com, alexey.romanov@niuitmo.ru

Клиновые дисклинации (КД) – линейные дефекты ротационного типа в деформируемых средах – уже давно вызывают большой интерес у механиков, физиков и материаловедов. С точки зрения механиков, важной проблемой является расходимость решений [1, 2], полученных в рамках классической линейной теории упругости для упругих полей и энергии отдельной прямолинейной КД в бесконечной среде, как на больших расстояниях от линии КД, так и вблизи нее. Другая серьезная проблема механики заключается в том, чтобы корректно учитывать КД в моделях релаксации напряжений, пластической деформации и разрушения в тех случаях, когда КД служат неотъемлемыми элементами реальной структуры материала [3]. С точки зрения физиков и материаловедов, КД представляются важной составляющей реальной структуры различных конденсированных сред, от биологических структур, жидких кристаллов и полимеров до аморфных и кристаллических твердых тел, например, металлических стекол, малых частиц, поли- и нанокристаллических материалов, сильно деформированных металлов и композитов, некоторых гетероэпитаксиальных структур и т.д. [4]. Поскольку теоретическое изучение и описание поведения и роли КД в формировании и развитии структуры и свойств этих сред в основном опирается на классические решения [1, 2], проблема их расходимости и здесь остается актуальной. Расходимость решений для дальнодействующих упругих полей прямолинейных КД устраняется обычно либо путем рассмотрения мультипольных дисклинационных структур в рамках модели бесконечной среды,

либо путем строгого решения подходящих граничных задач теории упругости. Первый подход значительно проще, но он годится при описании поведения КД в объемных телах, содержащих достаточно много КД, когда экранировка их упругих полей достигается за счет формирования мультипольных структур вдали от внешних границ. Второй подход остается единственно возможным при анализе поведения отдельных КД или их малого количества в структурах пониженной размерности – малых частицах, нитевидных кристаллах и тонких пленках. Краткий обзор решенных граничных задач для КД содержится в работе [4], ссылки на более поздние работы можно найти в статье [5].

В настоящей работе проведен расчет и анализ полей перемещений, напряжений и упругой дилатации от аксиальных КД в сплошных и полых сферически симметричных упругих телах: в полом шаре (рис. 1), в сплошном шаре и в среде со сферической порой. Перемещения, напряжения и упругая дилатация представлены в простой и ясной форме – в виде разложений по полиномам Лежандра. Показано, что упругие поля удовлетворяют граничным условиям, включая точки пересечения дисклинационной линии с внутренней и внешней поверхностями, сильно экранируются этими поверхностями и не содержат расходимостей вдали от линии КД в отличие от случая бесконечной среды.

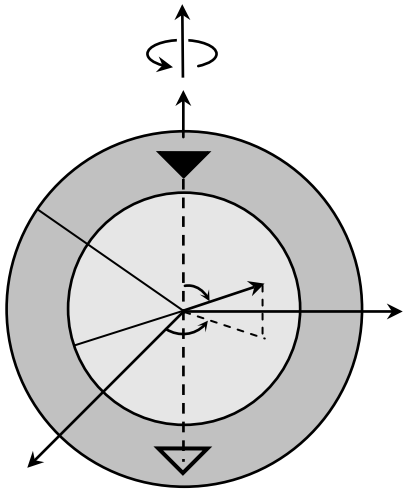


Рис. 1. Положительная клиновая дисклинация мощностью ω в полом шаре

Анализ поля перемещений от КД показал, что радиальные перемещения свободных поверхностей прямо пропорциональны мощности КД, сильно зависят от радиусов внутренней и внешней поверхностей и могут достигать измеримых величин (для наночастиц – нескольких нанометров). При этом частицы с положительными КД вытягиваются вдоль линии КД и сужаются в поперечном направлении. На рис. 2 показана карта радиального перемещения, вызванного положительной КД в меридиональном сечении ($x = 0$) полого шара с внутренним и внешним радиусами a_i и a_e в случае, когда коэффициент Пуассона материала шара $\nu = 0.3$ и $a_i / a_e = 0.5$.

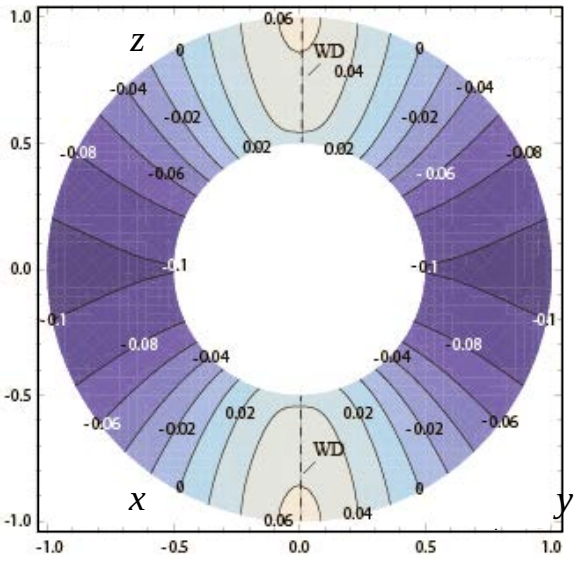


Рис. 2. Карта радиального перемещения от положительной клиновой дисклинации в полом шаре при $\nu = 0.3$ и $a_i / a_e = 0.5$. Перемещения даны в единицах ωa_e.

Изучение распределения полей напряжений от КД в полом шаре также удобно проводить с помощью карт напряжений. На рис. 3 приведены карты напряжений σ_{RR} (*а*), $\sigma_{\theta\theta}$ (*б*), $\sigma_{\varphi\varphi}$ (*в*) и $\sigma_{R\theta}$ (*г*) в сферической системе координат, показанной на рис. 1, и упругой дилатации Δ (*д*) от положительной КД в меридиональном сечении полого шара при $\nu = 0.3$ и $a_i / a_e = 0.5$. Карты (*а*) и (*г*) наглядно демонстрируют выполнение граничных условий $\sigma_{RR} = 0$ и $\sigma_{R\theta} = 0$ на внутренней и внешней поверхностях шара. Карта дилатации (*д*) показывает, что области, прилегающие к линии положительной КД, всегда гидростатически сжаты, а периферийные области всегда гидростатически растянуты.

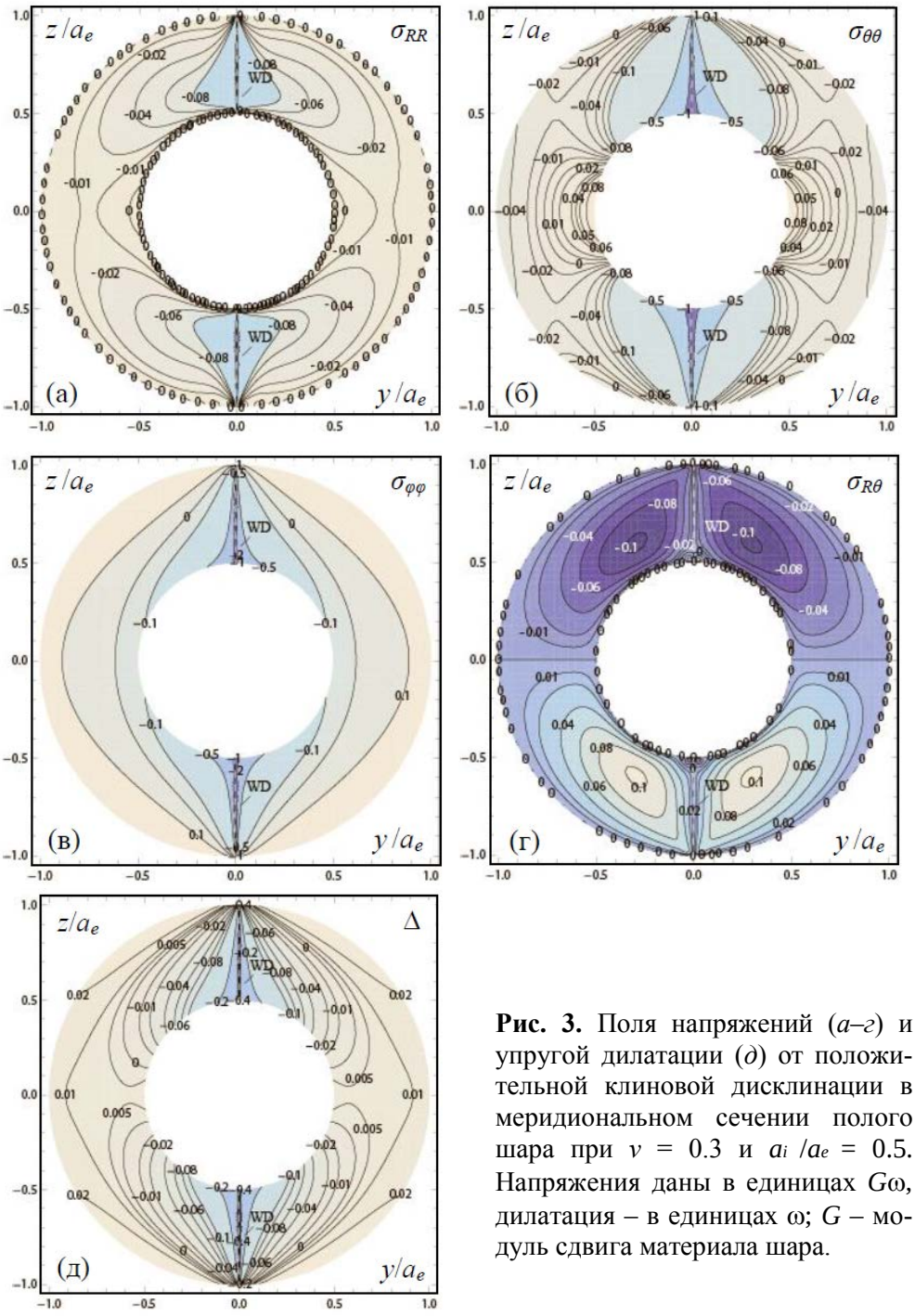


Рис. 3. Поля напряжений (*а–г*) и упругой дилатации (*д*) от положительной клиновой дисклинации в меридиональном сечении полого шара при $\nu = 0.3$ и $a_i/a_e = 0.5$. Напряжения даны в единицах $G\omega$, дилатация – в единицах ω; G – модуль сдвига материала шара.

В работе также показано, что при анализе упругих полей КД, пересекающей пору, нельзя пользоваться формальным решением для случая бесконечной среды; следует использовать решение для КД в полом шаре.

Список литературы

1. V. Volterra, Atti Acc. Linc. Rend., 5^{e} sér., 14 (1905) I^{er} sem., 127, 193, 351, 431, 641; 2^{e} sem., 329.
2. V. Volterra, Ann. Sci. Éc. Norm. Supér., 3^{e} sér., 24 (1907) 401.
3. A.E. Romanov, Europ. J. Mech. – A/Solids 22 (2003) 727.
4. A.E. Romanov, A.L. Kolesnikova, Prog. Mater. Sci. 54 (2009) 740.
5. S. Rezazadeh Kalehbasti, M.Yu. Gutkin, H.M. Shodja, Mech. Mater. 68 (2014) 45.

ВОЛНОВОЙ ХАРАКТЕР МАКРОЛОКАЛИЗАЦИИ НЕУПРУГИХ ПОВОРОТОВ В ИДЕАЛЬНО ПЛАСТИЧЕСКОМ МАТЕРИАЛЕ

[1,2]Гриняев Ю.В., [1]Чертова Н.В., [1,2]Шилько Е.В., [1]Псахье С.Г.

[1]Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия
[2]Томский государственный университет, Томск, Россия
grn@ispms.tsc.ru

В настоящее время общепринято рассматривать деформируемое твердое тело как многоуровневую иерархическую систему [1–4], в которой процесс деформации происходит согласованно на нескольких взаимосвязанных структурных уровнях.

В данной работе предлагается описание многоуровневой системы в рамках механики сплошной среды, то есть реальная среда заменяется материальным континуумом в трехмерном пространстве. Материальной точке такой среды ставится в соответствие структурный элемент, который характеризуется параметрами, усредненными по его объему. Определим структурные элементы рассматриваемой среды как элементарные объемы, внутри которых тензор дисторсии постоянен, но может изменяться при переходе от объема к объему.

Введем системы координат, связанные с каждым структурным элементом, и систему координат, связанную с деформируемым твердым телом в целом. Положение произвольной материальной точки в этом случае определяется радиус-вектором $\vec{R}$ в системе координат, связанной с телом на макроуровне, а положение произвольной точки на микроуровне определяется радиус-вектором $\vec{r}$ в локальной системе координат для структурного элемента. Такой подход позволяет сформулировать двухуровневую модель описания деформируемого твердого тела.

Из условия постоянства тензора упругой дисторсии внутри структурного элемента следует, что упругие смещения внутренних точек элемента а в локальной системе координат (микросмещения) являются линейной функцией от *r*

$$\vec{u}(\vec{R},\vec{r}) = \vec{r}\cdot\beta(\vec{r}).$$

Из выражения (1) определим тензор микродисторсии $\beta(\vec{R}) = \partial\vec{u}(\vec{R},\vec{r})/\partial\vec{r}$. Следовательно, введенный тензор $\beta(\vec{R})$ можно трактовать как тензор микродисторсии.

В работе [5] был проведен анализ полной дисторсии в рамках континуальной теории трансляционных дефектов. Было показано, что полная дисторсия в линейном приближении является суммой упругой дисторсии от внешних воздействий $\beta^{el.ext.}$, пластической $\beta^{pl.d.}$ и упругой $\beta^{el.d.}$ дисторсий от дефектов, и совместной пластической дисторсии $\beta^{pl.com.}$:

$$\beta = \beta^{el.ext.} + \beta^{el.d.} + \beta^{pl.d.} + \beta^{pl.com.}.$$

Упругие дисторсии от внешних воздействий определяются как градиент упругих смещений $\beta^{el.ext} = \nabla\vec{u}^{el.}$ и исчезают после прекращения внешних воздействий на тело. Пластические $\beta^{pl.d.}$ и упругие $\beta^{el.d.}$ дисторсии, обусловленные дефектами, не определяются как градиенты полей упругих и пластических смещений, а их сумма удовлетворяет условию сплошности [6]:

$$\beta^{pl.d.} + \beta^{el.d.} = \nabla\tilde{u},$$

где $\tilde{u}$ – некоторое поле смещений, в котором нельзя выделить упругие и пластические смещения как независимые составляющие. Ограничимся описанием поведения материала, в котором пластические дисторсии удовлетворяют условию совместности. Это озна-

чает, что их можно представить как градиент пластических смещений

$$\beta^{pl.com} = \nabla \vec{u}^{\,pl.}$$

Отсюда следует, что совместные пластические дисторсии не приводят к образованию упругих полей и, следовательно, к возникновению дефектов в материале. Как результат, деформирование материала только за счет совместных пластических дисторсий не приводит к его упрочнению, что соответствует поведению идеально пластического тела. В качестве параметра, характеризующего идеально пластическое поведение материала, может служить вектор пластических смещений.

Уравнения для пластических смещений являются следствием общих уравнений, описывающих процессы деформирования твердых, обладающих свойством текучести, получены в работе [7]. Частным случаем общих уравнений будут уравнения, описывающие деформацию упругого тела с дефектами:

$$B\nabla \cdot j = -\rho \vec{v}\,, \tag{1}$$

$$\nabla \cdot \alpha = 0\,, \tag{2}$$

$$\nabla \times j = \frac{\partial \alpha}{\partial t}, \tag{3}$$

$$\nabla \times \alpha = -\frac{1}{c^2}\frac{\partial j}{\partial t} - \frac{\sigma}{S}. \tag{4}$$

Здесь введены следующие обозначения: $\alpha = \nabla \times \beta$ и $j = -\partial\beta/\partial - \nabla$ – тензор плотности и тензор плотности потока дефектов трансляционного типа, B и S – константы, имеющие смысл массы и энергии, приходящейся на единицу длины дефекта, соответственно; $c^2 = S/B$ – величина, имеющая размерность квадрата скорости, $\vec{v}$ – скорость упругих смещений, ρ – плотность и σ – тензор напряжений. Тензоры плотности и плотности потока дефектов являются напряженностями поля дефектов, а пластические дисторсии и скорости упругих смещений – потенциалами. Из определения напряженностей следует, что потенциалы определены неоднозначно с точностью до пластических смещений $\beta^{pl.d} + \nabla \vec{u}^{\,pl}$ и $\vec{v} - \frac{\partial \vec{u}^{\,pl}}{\partial t}$. Уравнения (1) и (4), записанные в потенциалах, представляют систему связанных уравнений. Используя неоднозначности определения потенциалов, можно выбрать условие калибровки $\nabla \cdot \beta^{pl} = -\frac{1}{c^2}\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}$, что позволит развязать систему связанных уравнений. Полученные уравнения и условия калибровки должны быть инвариантны относительно выбора потенциалов. Это возможно в том случае, если пластические смещения удовлетворяют волновому уравнению:

$$\Delta \vec{u}^{\,com.pl} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \vec{u}^{\,com.pl}}{\partial t^2} = 0. \tag{5}$$

В работе [8] отмечается, что кинематика идеально пластического поведения материала описывается уравнениями гиперболического типа.

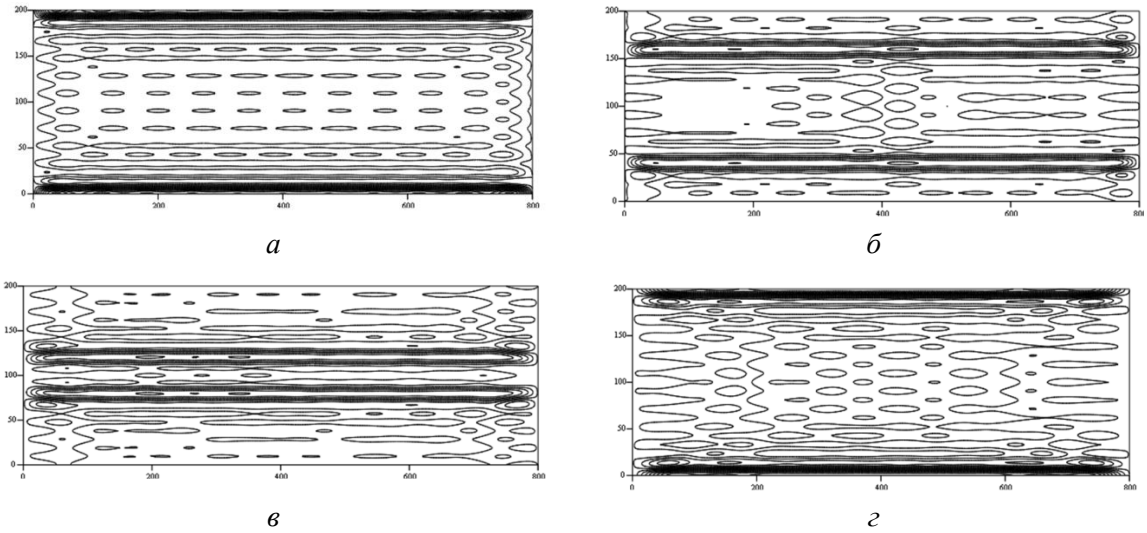
Рассмотрим задачу в двумерной постановке для полосы, имеющей размеры вдоль оси X – m=50мм, а воль оси Y – l=10мм. В этом случае уравнение (5) распадается на два уравнения относительно двух компонент вектора пластических смещений $u_X(x,y,t)$ и $u_Y(x,y,t)$. Запишем уравнение относительно компоненты $u_X(x,y,t)$:

$$\frac{\partial^2 \vec{u}\ (x,y,t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{u}(x,y,t,)}{\partial y^2} = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \vec{u}(x,y,t)}{\partial t^2}.$$

Уравнение относительно компоненты $u_y(x,y,t)$ имеют такой же вид. Рассматривается одноосное растяжение полосы вдоль оси *X*. Пусть на сторонах полосы *x=0* и *x=m* заданы смещения $-vt$ и vt, соответственно. Здесь *v* - скорость смещений и *t* - время. Начальные условия примем однородными:

$$u_x(x,y,t)\big|_{t=0} = 0, \qquad \frac{\partial u_x(x,y,t)}{\partial t}\big|_{t=0} = 0.$$

Результаты расчета распределения угловых скоростей в различные моменты времени представлены на рисунке 1. Можно видеть, что динамика вихревого поведения материала имеет волновой характер и связана с распространением полос локализованных неупругих вращений от боковых поверхностей образца к центральной оси и обратно.



а *б* *в* *г*

Рис. 1. Изолинии распределения угловых скоростей в образце в моменты времени 0,1 с (*а*), 10 с (*б*), 20 с (*в*) и 50 с (*г*)

Работа выполнена в рамках проекта 14-19-00718 Российского Научного Фонда.

Список литературы

1. Panin V.E.; Grinyaev Yu.V.; Elsukova T.F.; Ivanchin A.G. Structural levels of deformation in solids // Soviet Physics Journal, 1982, V. 25, P.479-497.
2. Lakes R. Materials with structural hierarchy // Nature, 1993, V. 361, P.511-515.
3. Zaise M. Scale invariance in plastic flow of crystalline solids // Advances in Physics, 2006, V. 55, P.185-245.
4. Maruschak P., Baran D., Gliha V. A Multiscale Approach to Deformation and Fracture of Heat-Resistant Steel Under Static and Cyclic Loading // Materials Science, 2013, V. 19, P.29-33.
5. Гриняев Ю.В., Чертова Н.В. Полевая теория дефектов. Часть I // Физическая мезомеханика, 2000, Т.3, №5, С.19-32.
6. Де Вит Континуальная теория дисклинаций. М.: Москва, 1977, 208 с.
7. Grinyaev Yu.V., Chertova N.V. On the Combined Description of Deformation and Flow of Continuous Media // AIP Conference Proceedings, 2014, V. 1623, P.183-186.
8. Ивлев Д.Д. Механика пластических сред. Т.1. Теория идеальной пластичности. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001, 446 с.

ВИХРЕВОЙ МЕХАНИЗМ УСКОРЕНИЯ ТРЕЩИН ПРОДОЛЬНОГО СДВИГА ДО СКОРОСТЕЙ, БЛИЗКИХ К СКОРОСТИ ПРОДОЛЬНОЙ УПРУГОЙ ВОЛНЫ В МАТЕРИАЛЕ

Шилько Е.В., Попов В.Л., Псахье С.Г.

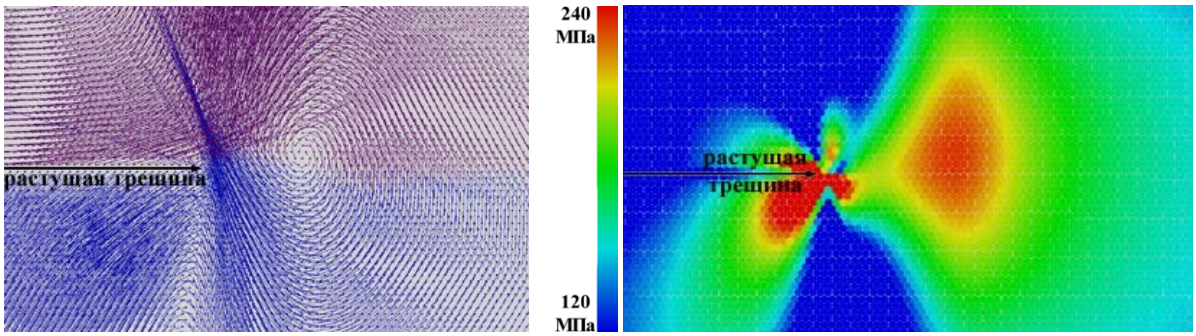
Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, г.Томск, Россия
shilko@ispms.tsc.ru

Актуальным вопросом физики и механики разрушения является вопрос о предельной скорости динамического роста трещин в хрупких материалах. В рамках традиционных представлений механики разрушения скорость роста трещины в однородной среде не может превышать величины скорости волны Рэлея V_R. В качестве основной причины такого ограничения традиционно называют ветвление трещины, характерное, в первую очередь, для трещин отрыва или отклонение от прямолинейного направления роста, актуальное для трещин сдвига. Однако данная причина естественным образом устраняется для интерфейсных трещин, распространяющихся вдоль прямолинейной границы раздела твердых тел или фрагментов тела и характеризующейся прочностью, существенно более низкой в сравнении с прочностью самих фрагментов. Отсутствие ветвления и отклонения траектории трещины способствует максимальной концентрации напряжений в окрестности вершины динамически растущей трещины и увеличению скорости ее продвижения. Эффект концентрации напряжений в максимальной степени выражен для интерфейсных трещин продольного сдвига. Известно, что на начальной стадии динамического роста такой трещины перед ее вершиной формируется область, в которой локализованы высокие сдвиговые напряжения (так называемый пик напряжений). В последние несколько десятилетий изучению эволюции пика напряжений посвящено большое количество теоретических и экспериментальных работ, главным образом, в связи с тем, что он полагается ответственным за формирование «сверхсдвиговых» (другое название – «межзвуковых») вторичных трещин, распространяющихся со скоростями выше скорости поперечной упругой волны V_S и ниже скорости Р-волны V_P [1–3].

Несмотря на значительные успехи в исследовании условий и особенностей роста трещин в хрупких материалах и средах, до сих пор недостаточно изученными остаются вопросы, касающиеся механизма формирования участка локализованных сдвиговых напряжений перед вершиной трещины сдвига, а также условий, определяющих принципиальную возможность реализации «сверхсдвигового» режима роста трещины. Представляемые результаты исследования посвящены решению данных вопросов. Исследование осуществлено путем компьютерного моделирования методом подвижных клеточных автоматов (английская аббревиатура – МСА), относящегося к группе вычислительных методов дискретных элементов [4]. Численное изучение проводилось на двумерной модельной пластине, состоящей из двух одинаковых частей, соединенных интерфейсом. Прочность интерфейса полагалась много ниже прочности материала пластины. Материал обеих частей пластины полагался изотропным, линейно-упругим и высокопрочным. Для изучения динамического роста трещины сдвига на интерфейсе задавалась начальная трещина. Моделировался продольный сдвиг пластины.

Результаты моделирования показали, что принципиально важной особенностью динамического распространения трещины продольного сдвига является формирование и развитие коллективного упругого вихревого движения в материале перед вершиной трещины. В качестве иллюстрации на рис. 1*а* приведено типичное распределение скоростей подвижных клеточных автоматов вблизи правой вершины динамически распространяющейся трещины сдвига. Можно видеть, что у вершины растущей трещины сформировалось коллективное упругое вихревое движение частиц среды (далее именуемое упругим вихрем). Отметим, что упругий вихрь образуется уже в самом начале ди-

намического роста трещины. По мере ее продвижения упругий вихрь занимает все большую область пространства впереди трещины, и его скорость быстро достигает скорости поперечной упругой волны V_S. В то же время трещина растет со скоростью ниже скорости волны Рэлея. Поэтому по мере продвижения упругий вихрь постепенно удаляется от вершины трещины.



а *б*

Рис. 1. Типичное распределение скоростей (а) и эквивалентных напряжений (б) вблизи правой вершины динамически растущей трещины сдвига

Фундаментальным свойством упругих вихрей является концентрация в них сдвиговых напряжений. Область высоких сдвиговых напряжений имеет эллиптическую форму и расположена во фронтальной части вихря (рис. 1*б*). Горизонтальная координата центра этой области (в котором эквивалентные напряжения максимальны) соответствует положению максимума поперечной к линии трещины компоненты вектора скоростей автоматов во фронтальной части вихря. По мере продвижения упругого вихря концентрация сдвиговых напряжений в нем постепенно возрастает. При этом, ввиду постепенного удаления упругого вихря от вершины трещины, дальнейшая эволюция системы может осуществляться по одному из двух возможных сценариев: а) отделение вихря от вершины трещины и его дальнейшее распространение как самостоятельного динамического объекта; б) инициирование упругим вихрем вторичной интерфейсной трещины. Первый сценарий реализуется, если величина сдвиговых напряжений в области, вовлеченной в коллективное упругое вихревое движение, не достигает величины сдвиговой прочности интерфейса до момента отделения вихря от трещины (в дальнейшем упругий вихрь теряет энергетическую подпитку и в ходе дальнейшего движения постепенно «размывается»). Однако если магнитуда напряжений на линии пересечения интерфейсом упругого вихря успевает достичь величины сдвиговой прочности интерфейса, на интерфейсе на некотором удалении от вершины основной трещины образуется короткая вторичная трещина, которая способна распространяться со скоростью, превышающей скорость поперечной упругой волны V_S и близкой к V_P. Таким образом, формирование локализованных коллективных упругих вихревых движений в твердом теле, характеризующихся концентрацией сдвиговых напряжений, обеспечивает условия для ускорения трещин продольного сдвига до скоростей, близких к скорости продольной упругой волны [5].

Максимальная достигаемая магнитуда сдвиговых напряжений в упругом вихре определяется, в первую очередь, плотностью упругой энергии формоизменения W_0, аккумулированной в хрупком материале к началу неустойчивого роста трещины: если величина W_0 для изучаемой системы с начальной трещиной превышает критическое значение W_{crit}, магнитуда в упругом вихре успевает достигнуть величины сдвиговой прочности среды. Величина W_0 эффективно характеризуется величиной приложенного сдвигового напряжения τ_0 в момент начала роста трещины, что позволяет оперировать критическим значением приложенного сдвигового напряжения τ_{crit}: развитие трещины сдви-

га в сверхсдвиговом режиме возможно, если $\tau_0 > \tau_{crit}$. Параметры W_{crit} и τ_{crit} непосредственно связаны с геометрическими характеристиками начальной трещины.

Экспериментальные данные и результаты численного моделирования показывают, что в сверхсдвиговом режиме могут развиваться трещины различных пространственных масштабов от атомного до масштаба фрагментов тектонических разломов. Фактически это означает, что критическое значение сдвиговой прочности интерфейса с начальной трещиной (τ_{crit}) должно быть функцией не отдельных размерных геометрических характеристик этой трещины, но безразмерного параметра, связывающего ее размерные характеристики. Результаты расчетов показали, что в качестве такого безразмерного геометрического параметра P для прямолинейных трещин может быть использовано отношение длины начальной трещины L к ее эффективной толщине D: $P=L/D$. В случае, когда безразмерный параметр P для рассматриваемой начальной трещины не превышает критического значения P_{crit} (что соответствует интервалу значений сдвиговой прочности пластины с начальной трещиной $\tau_0 \geq \tau_{crit}$), такая трещина способна распространяться в сверхсдвиговом режиме. В случае $P>P_{crit}$ ($\tau_0 < \tau_{crit}$), соответствующем более длинной или тонкой начальной трещине, таковая может распространяться только с дорэлеевской скоростью. Характерный интервал изменения безразмерного геометрического параметра P_{crit} для упруго-хрупких материалов составляет $10^0 \div 10^1$.

Результаты изучения показали, что конкретное значение P_{crit} определяется, в первую очередь, упругими константами материала и его плотностью. Максимальная магнитуда сдвиговых напряжений в упругом вихре определяется разностью скоростей упругих волн в материале, поскольку динамика роста этих напряжений контролируется балансом двух потоков упругой энергии: 1) от трещины к вихрю (время от момента зарождения вихря до его отделения от трещины эффективно характеризуется разностью V_S-V_R); 2) от вихря в окружающую среду (интенсивность данного потока характеризуется разностью V_P-V_S). Поэтому критические значения «силового» и геометрического параметров τ_{crit} и P_{crit} являются не просто функциями упругих констант и плотности, но функциями разности скоростей упругих волн, зависящих от отношений этих материальных параметров. Анализ результатов моделирования показал, что совокупность полученных значений P_{crit} в широком интервале изменения материальных параметров описывается следующей эмпирической зависимостью:

$$P_{crit} = \frac{a}{1 + b\left(V_P - V_R\right)} + 3\left(5\nu - 1\right),$$

где a и b – константы, имеющие размерность скорости, ν – коэффициент Пуассона. Влияние других параметров механического отклика хрупких материалов (динамической вязкости и прочности интерфейса) на величину P_{crit} является значительно менее существенным.

Работа выполнена в рамках проекта 14-19-00718 Российского Научного Фонда.

Список литературы

1. Svetlizky I., Munoz D., Radiguet M. et al. // Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A., 2016, **113**, 542-547.
2. Barras F., Kammer D.S., Geubelle P.H. et al. // Int. J. Fract., 2014, **189**, 149-162.
3. K.B. Broberg // Pure Appl. Geophys., 2006, **163**, 1867-1879.
4. Shilko E.V., Psakhie S.G., Schmauder S. et al. // Comp. Mat. Sci., 2015, **102**, 267-285.
5. Psakhie S.G., Shilko E.V., Popov M.V. et al. // Phys. Rev. E, 2015, **91**, 063302-1–063302-6.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ В ИЗДЕЛИЯХ ИЗ СТРОИТЕЛЬНОЙ СТАЛИ

Коджаспиров Г.Е., Камелин Е.И.

Санкт-Петербургский Политехнический Университет Петра Великого
Санкт-Петербург, Россия
kamelin_e_i@mail.ru

Металлообрабатывающая промышленность выпускает обширную номенклатуру стальных изделий, применяемых в строительстве, в том числе изделия, применяемые в сложнонапряженном состоянии. Одним из наиболее перспективных способов изготовления подобных изделий является термомеханическая обработка, позволяющая обеспечить контроль структуры и тем самым обеспечить управление прочностных и технологических свойств. При этом наиболее значимое влияние на структуру оказывает динамическая рекристаллизация [1]. Реализация динамической рекристаллизации важна как для процесса разупрочнения и повышения технологичности горячего деформационного передела, так и для измельчения зерна в процессе деформации [2]. Основной проблемой при производстве изделий сложного профиля является разнозернистость в различных частях сечения детали, что, естественно, отражается на свойствах всего изделия. В связи с вышеизложенным возрастает интерес в исследованиях, связанных с обеспечением контроля размера зерна по всему сечению сложно-профильной продукции.

В настоящей работе описаны результаты экспериментального исследования напряженно-деформированного состояния и эволюции структуры в двух изделиях сложного профиля из низколегированных строительных сталей типа Fe–Cr–Ni–Mo с различным содержанием легирующих элементов при высокотемпературной пластической деформации с созданием математической модели. Для этого испытывали цилиндрические образцы, вырезанные из отожженных поковок исследуемого сплава, с размером рабочей части 6×30 мм. Образцы подвергали нагреву со скоростью 20 °C/с до 1100 °C и выдержке в течение 10 мин для выравнивания температуры по сечению и растворения возможных частиц второй фазы. Последующую деформацию кручением осуществляли на торсионном пластометре при температурах 850, 950, 1050 °C и скорости деформации $\dot{e}$ = 1 и 5 $с^{-1}$. Величину истинной деформации ε изменяли от 0,2 до 1 с шагом 0,2. Непосредственно после деформации образцы подвергали закалке в воде с целью фиксирования микроструктуры на момент окончания горячей деформации. Изменение угла закручивания и нагрузку при деформировании кручением фиксировали и после преобразования с помощью критерия Мизеса [4] строили кривые «истинное напряжение» – «истинная деформация».

После испытаний микроструктуру приповерхностного слоя изучали с помощью оптического микроскопа. Для анализа микроструктуры использовали специализированную программу ВидеоТест 5 [5]. С ее помощью проводили оценку размера рекристаллизованного зерна и долю рекристаллизованной составляющей.

По результатам металлографического анализа были построены гистограммы распределения размеров зерен и технологические диаграммы рекристаллизации, демонстрирующие долю рекристаллизованного зерна, соответствующего каждому режиму испытания [6].

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*.

Вычисление производили в соответствии с методикой, описанной в работах [7, 8]. В данных работах решали схожие симметричные неизотермические задачи с использо-

ванием системы моделирования технологических процессов, предназначенной для анализа поведения металла при деформировании с использованием пакета программ *DEFORM-3D*. При моделировании процесса штамповки учитывали влияние деформационного разогрева металла, теплопередачу к инструменту в очаге деформации, теплоотдачу конвекцией, излучением.

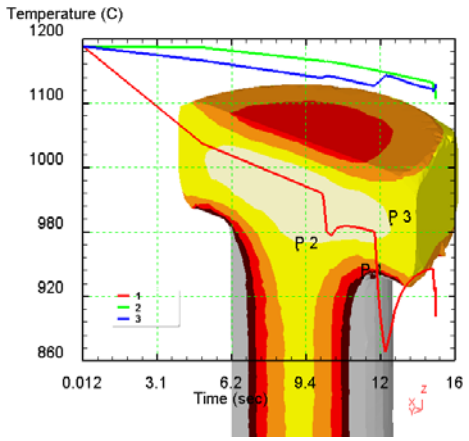


Рис.1. Температурные данные, полученные с фиксированных точек одного из изделий

По полученным данным кривых напряжение – деформация и теплофизическим свойствам низколегированной строительной стали типа Fe–Cr–Ni–Mo, в пакете программ *Deform* создали модель пластической деформации при изготовлении изделий сложной формы.

Для получения более точных результатов были учтены промежутки времени между проносом заготовки от печи к инструменту, время нахождения в штампе и промежуток времени между ковочными операциями.

Температурно-деформационные данные, полученные с фиксированных точек с наиболее интересующих нас участков конечного изделия (рис. 1), позволяют проводить наблюдение за формоизменением заготовки с последующей оценкой динамической рекристаллизации, происходящей в процессе штамповки.

На рис. 2 показана одна из схем распределения рекристаллизованных зерен по сечению изготавливаемой заготовки сложного профиля сечения.

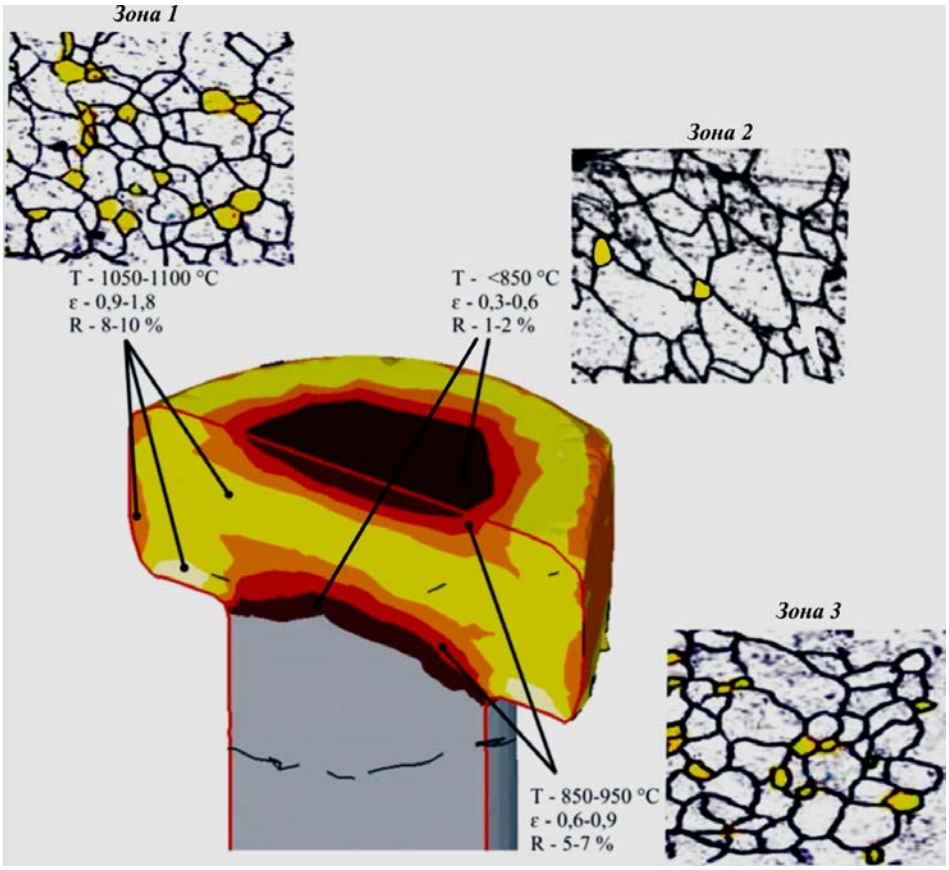


Рис. 2. Схема распределения рекристаллизованных зерен после штамповки изделия сложной формы

Таким образом, с помощью совместного анализа напряженно-деформированного состояния при физическом моделировании в сочетании с оценкой кинетики структурообразования при динамической рекристаллизации и использованием МКЭ можно устанавливать распределение рекристаллизации по сечению заготовки детали и оптимизировать технологический процесс штамповки при изготовлении изделия со сложным профилем сечения и, как следствие, предсказать механические свойства.

Список литературы

1. Горелик С.С., Добаткин С.В., Капуткина Л.М. Рекристализация металлов и сплавов. М:МИСиС, 2005. 432 с.
2. Петриков В.Г., Власов А.П. Прогрессивные крепежные изделия. М.: Машиностроение. 1991. 256 с.
3. Коджаспиров Г.Е., Рудской А.И., Рыбин В.В.- Физические основы и ресурсосберегающие технологии изготовления изделий пластическим деформированием. СПб.: Наука, 2007. 350 с.
4. Medina S.F., Hernandez C.A. General expression of the Zener-Hollomon parameter as function of the chemical composition of low alloy and microallyed steels.: Acta Mater.-1996.-Vol. 44. – P. 137-148.
5. Пантелеев В.Г., Егорова О. В., Клыкова Е. И. – Компьютерная микроскопия. – М.: Техносфера, 2005. – 304 с.
6. Kodzhaspirov G. E., Terentyev M. I. Modeling the dynamically recrystallized grain size evolution of a superalloy // Mater. Phys. Mech. 2012. V. 13. P. 70—76.
7. А.И. Рудской, Г.Е. Коджаспиров, Е.И. Камелин. - Исследование динамической рекристаллизации при горячей штамповке изделий сложного профиля из сплава системы Ni-Cr-Fe // Кузнечно-штамповочное производство. Обработка металлов давлением. – №6. – С. 16-19.
8. A.I. Rudskoi, G.E. Kodzhaspirov, E.I. Kamelin Physical Simulation Study of the Dynamic Recrystallization Kinetics of an Ni–Cu–Al Alloy; Russian Metallurgy (Metally), Vol. 2015, No. 10, pp. 826–829.

НАНОДИПОЛИ ЧАСТИЧНЫХ ДИСКЛИНАЦИЙ В ЗОНАХ ЛОКАЛИЗАЦИИ УПРУГИХ ДИСТОРСИЙ

Тюменцев А. Н., Дитенберг И. А., Суханов И. И.

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия,
Томский государственный университет, Томск, Россия
tyuments@phys.tsu.ru

Представления о ротационных модах деформации, частичных дисклинациях (ЧД), их диполях и мультиполях как носителях пластической деформации и переориентации кристаллической решетки в металлических сплавах развиваются с середины 70-х годов прошлого века [1, 2]. Наиболее предпочтительными с энергетической точки зрения и часто наблюдаемыми экспериментально [3, 4] являются скомпенсированные дисклинационные образования - диполи ЧД. Их движение, помимо переориентации кристаллической решетки на угол φ (мощность диполя), приводит к сдвигам, для характеристики которых авторами [4] введено понятие супердислокаций с эффективными векторами Бюргерса $\boldsymbol{B}_{эфф} = \varphi \times l$ (l – плечо диполя), равными величине сдвига.

При анализе микромеханизмов дисклинационной моды деформации, как правило, используются кооперативные дислокационные модели образования и эволюции дефек-

тов дисклинационного типа. В случае диполей ЧД это, например, разделение дислокационных ансамблей на две подсистемы дислокаций противоположных знаков [3, 4,]. Эти модели накладывают ряд ограничений на характерные масштабы формирующихся в процессе такой эволюции разориентированных мезоструктур. Например, плечо диполя ЧД не может быть меньше $l \approx 0{,}1$ мкм. В соответствии с [4], это связано с уменьшением $\boldsymbol{B}_{эфф}$ (далее $\boldsymbol{B}$) при малых l и недостатком в пространстве перед диполем дислокаций для его продвижения.

В настоящей работе представлены результаты, свидетельствующие о возможности формирования при больших пластических деформациях диполей (нанодиполей) ЧД, образование которых не связано с коллективными дислокационными явлениями. Эти дефекты обнаружены в субмикрокристаллах никеля после деформации кручением под давлением на наковальнях Бриджмена. В процессе движения они оставляют за собой нанополосы длиной до десятков нанометров и шириной несколько нанометров, разориентированные на небольшие (около 1°) углы (рис. 1).

Детально электронно-микроскопический анализ представленного на рис. 1 состояния проведен в работе [5]. На рис. 1 *в* показана схема разориентировок формирующих дифракционный контраст плоскостей кристаллической решетки в показанных на рис. 1 *а* и *б* сечениях **AB**. Как видно из этой схемы, при характерных значениях ширины нанополос $\Delta r \approx$ (3-5) нм и углов переориентации в них $\Delta\varphi \approx 1°$ градиент ориентации кристалла в зоне нанополосы ($\Delta\varphi/\Delta r$) составляет несколько сот град/мкм. Представленное в левом нижнем углу рисунка 1 *б* увеличенное изображение анализируемой области иллюстрирует плавный характер изменения интенсивности контура экстинкции, свидетельствующий об отсутствии локализованных границ разориентации в этой области. Следовательно, мы имеем дело с непрерывным изменением ориентации кристалла при кривизне кристаллической решетки (рис. 1 *в*) $\chi_{ij} \approx$ (200-300)° мкм$^{-1}$. Отсутствие в зонах нанополос каких-либо признаков дислокационного контраста свидетельствуют об упругом характере этой кривизны.

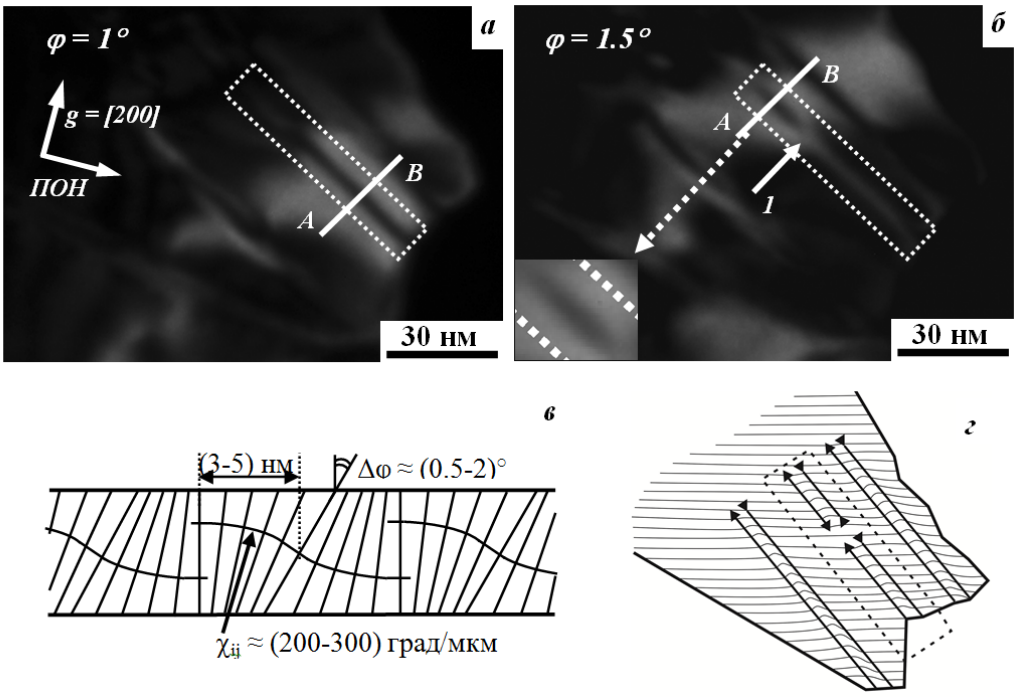


Рис. 1. Нанополосы переориентации в никеле после деформации кручением под давлением [5]. $e \approx 5$. (*а* – *б*) – электронно-микроскопические изображения в темном поле при углах наклона гониометра 0,5° (*а*), 1° (*б*); *в* – схема непрерывных разориентировок в сечениях **AB**; *г* – схема нанодиполей ЧД.

Таким образом, важной особенностью механического поведения субмикрокристаллов никеля в процессе кручения на наковальнях Бриджмена является локализация деформации в области упругих дисторсий. Ее необходимым условием является, очевидно, способность нанообъектов размерами несколько нанометров (в нашем случае нанополос переориентации) к формированию структурных состояний с высокой (сотни град/мкм) упругой кривизной кристаллической решетки при относительно невысоких величинах локальных внутренних напряжений. Эти напряжения можно оценить по формуле $\sigma_{лок} \approx \chi_{ij} E\Delta h/2$, где E – модуль Юнга и Δh – характерные размеры зоны кривизны. В соответствии с этой формулой, в нанообъектах размерами несколько нанометров (при $\Delta h \approx$ (3–5) нм) эти напряжения ($\sigma_{loc} \approx E/220$–$E/360$) значительно ниже предела текучести материала в наноструктурном состоянии.

Последнее справедливо в локальных зонах внутри нанополос. На фронте их распространения в зоне нанодиполя величина локальных внутренних напряжений значительно выше. Результаты их теоретической оценки для нанодиполя клиновых дисклинаций с экспериментально обнаруженными на рис. 1 значениями $l \approx 6$ нм и $\varphi \approx 1°$ приведены на рис. 2. Как видно, максимальные значения $P \approx \pm$ E/50 (E – модуль Юнга) наблюдаются в плоскости залегания нанодиполя (в сечении $y = 0$). По мере удаления от этой плоскости на расстояния 1 и 3 нм величина давления уменьшается до $P \approx$ E/100 и E/300, соответственно.

Таким образом, характер упруго-напряженного состояния в окрестности нанодиполя качественно отличен от такового в сформированной в процессе его продвижения нанополосе. В нанополосе уже на расстоянии 3 нм от нанодиполя внутренние напряжения значительно ниже предела текучести. В плоскости нанодиполя они почти на порядок выше. Подчеркнем также, что при малых размерах плеча нанодиполя эти напряжения обеспечивают в его плоскости очень большие ($\partial P/\partial x \sim$ (10–20)E мкм$^{-1}$) градиенты давления.

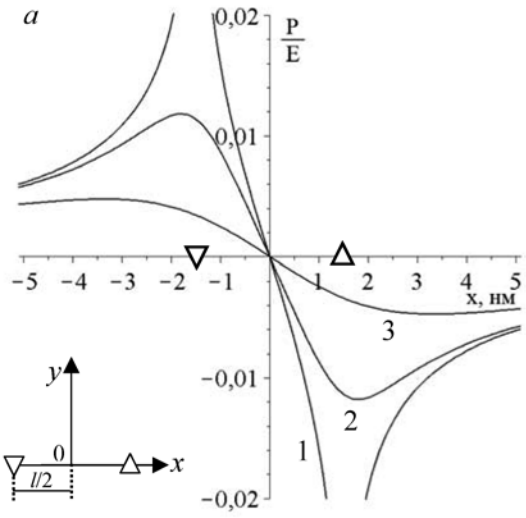


Рис. 2. Изменение давления $P = (\sigma_{11}+\sigma_{22}+\sigma_{33})/3$ в направлении его максимального градиента в плоскости залегания диполя (кривая 1) и на расстояниях 1 нм (кривая 2) и 3 нм (кривая 3) от этой плоскости [30]. Плоскость залегания диполя – xz; плоскость движения диполя – yz

Как видно, рассмотренный здесь нанодиполь частичных дисклинаций не просто геометрическая аналогия аналогичного дефекта пластической деформации, а область заторможенного упругого сдвига с поворотом с качественно иными, по сравнению с окружающим микрообъемом, характеристиками упруго-напряженного состояния. Следовательно, он обладает всеми свойствами, необходимыми для его аттестации как дефекта кристаллической решетки. На наш взгляд, это новый тип дефектов – дефекты

упруго деформированной среды – области заторможенных сдвигов и поворотов со значительно более высокими, по сравнению с окружением, локальными значениями дисторсий и внутренних напряжений.

В [5] показано, что образование и эволюция нанодиполей частичных дисклинаций, будучи одним из механизмов фрагментации кристаллической решетки, сдвигает нижнюю границу предельных минимальных размеров зерен до нескольких нанометров.

Работа выполнена в рамках Программы ФНИ государственных академий наук на 2013-2020 годы с финансовой поддержкой программы повышения конкурентоспособности ТГУ.

Список литературы

1. Лихачев В.А., Рыбин В.В. // Вестник Ленинградского университета. – 1976. – Вып. 2. – № 7. – С. 103-108.
2. Вергазов А.Н., Лихачев В.А., Рыбин В.В. // Физика металлов и металловедение. – 1976. – Т. 42. – Вып. 1. – С. 146-154.
3. Вергазов А.Н., Лихачев В.А., Рыбин В.В. // Физика металлов и металловедение. – 1976. – Т. 42. – Вып. 6. – С. 1241-1246.
4. Владимиров В.И. Физическая природа разрушения металлов. – М.: Металлургия, 1984. - 280 с.
5. Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А., Коротаев А.Д., Денисов К.И. // Физическая мезомеханика. – 2013. – том 16. – № 3. – С. 61-77.

МОНТЕ КАРЛО МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ОБОГАЩЕННЫХ Cu ВЫДЕЛЕНИЙ В МАТРИЦЕ α-Fe С ГРАНИЦАМИ ЗЕРЕН ОБЩЕГО ТИПА

Карькина Л.Е., Карькин И.Н., Горностырев Ю.Н.

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

Атомистическое моделирования структуры и свойств границ зерен в основном проведено в металлах и сплавах с ГЦК решеткой. Энергия и структура симметричных и несимметричных ГЗ в α-Fe, а также взаимодействие атомов углерода, хрома, вакансий и внедрений с границами зерен изучены в [1-5]. В литературе отсутствуют расчетные данные о взаимодействии атомов Cu с границами зерен в α-Fe. В настоящей работе с использованием комбинированного подхода, включающего молекулярно динамическое (MD) и Монте Карло (МС) моделирование, изучена кинетика формирования выделений на ГЗ различного типа в достаточно больших поликристаллах сплава Fe-Cu.

При моделировании взаимодействия атомов Cu с границами зерен в ОЦК Fe для Fe-Cu использован потенциал [6]. Потенциал адекватно описывает многие физические свойства как чистых металлов (Fe и Cu), так и сплава. На Рис.1 дана эффективная энергия взаимодействия между двумя атомами Cu (по отношению к не взаимодействующей паре атомов) в зависимости от расстояния для первых 8-ми ближайших координационных сфер в ОЦК Fe. Кривая 1 представляет результаты MD расчетов, кривые 2 и 3 – результаты *ab initio* расчетов [7] для ферромагнитного (кривая 2) и парамагнитного (кривая 3) состояния Fe. Все зависимости демонстрируют притяжение атомов Cu, расположенных на первой и второй координационных сферах, с достаточно близкими значения-

ми. Притяжение атомов Cu на близких расстояниях является необходимым условием для объединения примесных атомов в кластеры и формирования нановыделений.

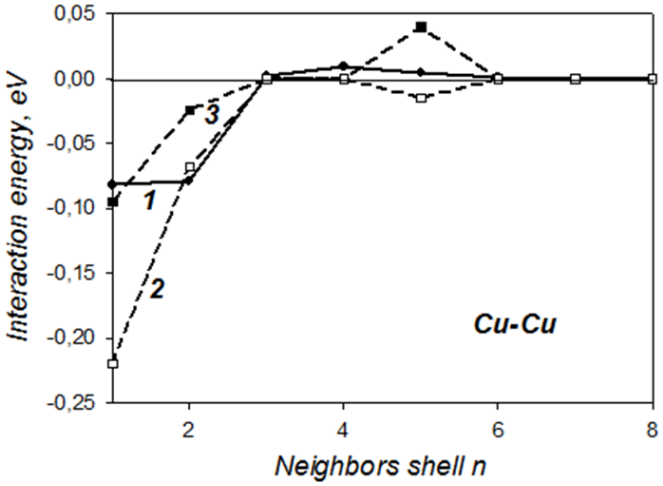


Рис.1. Эффективная энергия взаимодействия между двумя атомами Cu в зависимости от расстояния для первых 8-ми ближайших координационных сфер в ОЦК Fe. Кривая 1 представляет результаты MD расчетов, кривые 2 и 3 – результаты *ab initio* расчетов [10] для ферромагнитного (кривая 2) и парамагнитного (кривая 3) состояния Fe

Для изучения взаимодействия атомов Cu с ГЗ наклона различного типа в α-Fe был создан кристаллит, содержащий два зерна. Два зерна, разделенные специальной границей Σ5[001]{710}/{110}, помещались внутри третьего зерна (рис.2). Таким образом, формировались два тройных узла (Tr), которые соединяют ГЗ трех типов: несимметричную ГЗ Σ5, ГЗ общего типа (GT) с углом разориентации 45°, и малоугловую ГЗ (LA) с углом разориентации 8.13°. Подобная структура позволяет реализовать MD при периодических граничных условиях вдоль всех трех кристаллографических направлений в кристаллите. Размер всей системы составляет ~20 nm в направлениях [100] и [010], и ~10 nm в направлении [001], которое совпадает с осью наклона для всех границ зерен; супеячейка содержит около 250000 атомов. В начальной конфигурации атомы Cu были случайно распределены по позициям в кристаллите (рис.2) в соответствии с заданной средней концентрацией. Моделирование проводилось при двух температурах (775K и 975K) и для двух концентраций Cu (1,5 at.% и 3 at.%). На каждом шаге МС случайно выбирался атом типа 1 (Fe) и типа 2 (Cu) и проводился их последующий обмен при данной температуре в соответствии с алгоритмом Metropolis [8]. При расчетах мы использовали дополнительную релаксацию кристаллита сплава Fe–Cu через 10^5 шагов МС.

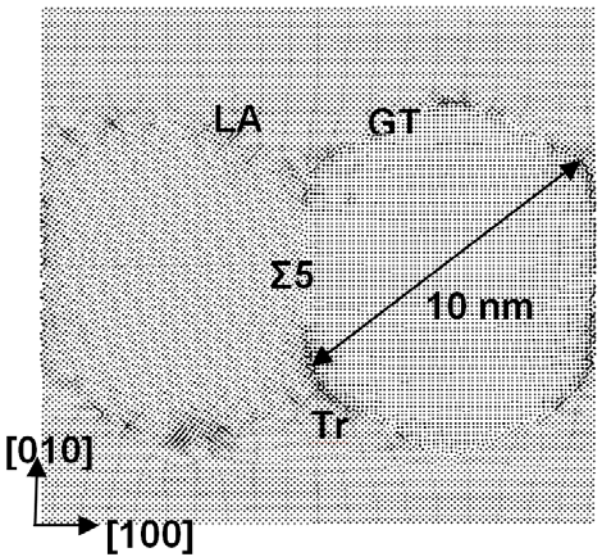


Рис.2. Проекция на плоскость (001) кристаллита, содержащего две ГЗ Σ5, две малоугловые ГЗ LA, две высокоугловые ГЗ GT и два тройных узла Tr

На рис.3 представлено изменение потенциальной энергии в зависимости от числа шагов МС моделирования для сплава Fe–3at%Cu, температура МС моделирования T=775K. Начальная точка на кривых соответствует однородному случайному распределению 3at%Cu по позициям Fe в идеальной решетке (кривая 1) и решетке, содержащей два нанозерна (кривая 2).

Процесс формирования обогащенных Cu выделений может быть охарактеризован несколькими стадиями (I – III на рис.3), которые различаются скоростью протекания процессов. Стадия I является быстрой, с высокой скоростью изменения потенциальной энергии, и заканчивается (как для идеальной решетки, так и для кристаллита с нанозернами) через ~10^5 шагов МС моделирования. Для идеальной решетки вслед за I стадией и достаточно продолжительной переходной стадией следует стадия III, которая характеризуется низкой скоростью кинетики процессов (кривая 1 на рис.3). Для кристаллита с нанозернами между стадиями I и III можно выделить еще стадию II с промежуточным значением скорости процессов формирования выделений. Заметного преимущества в выделении Cu на границах зерен на стадии I МС моделирования не выявляется. Наблюдаются более крупные кластеры размером ~0,8 nm и числом атомов Cu 8–15 штук, и более мелкие кластеры размером ~0,4 nm с числом атомов 3–5 штук. Среднее расстояние между кластерами порядка 4 nm. В течение III стадии МС моделирования размер и распределение кластеров Cu в идеальной решетке существенно не изменяется.

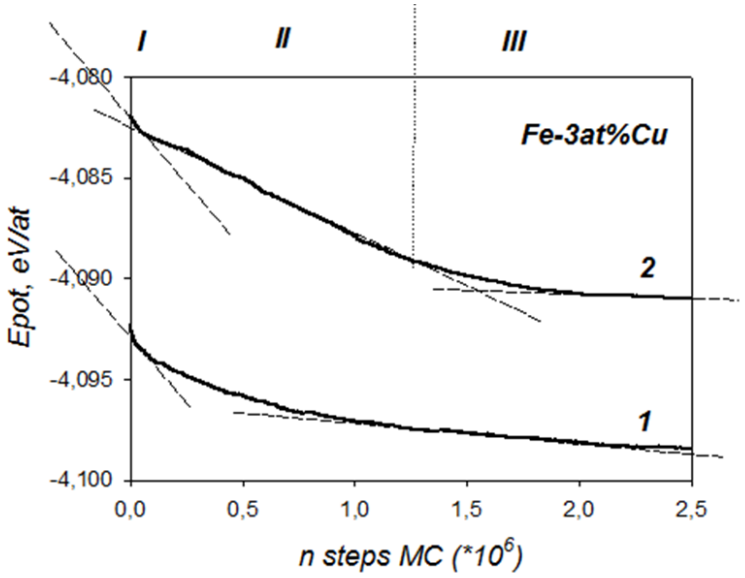
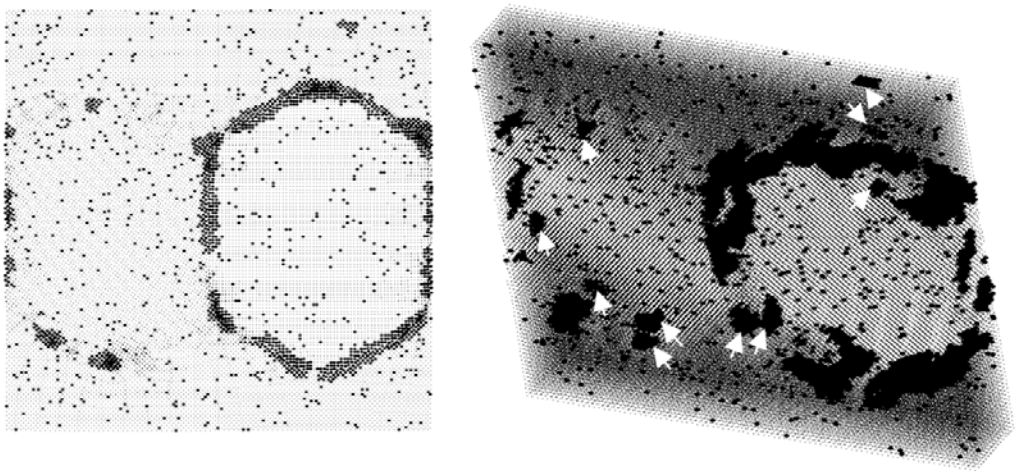


Рис.3. Изменение потенциальной энергии кристаллитов в зависимости от числа шагов МС моделирования для сплава Fe–3at%Cu, T = 775K. Кривая 1 – кристаллит с идеальной решеткой, кривая 2 – кристаллит с двумя нанозернами

На рис.4 представлено распределение атомов Cu в кристаллите с двумя зернами на конечном этапе МС моделирования для сплава Fe–3at%Cu, T = 775K. Видно, что примесные атомы сегрегируют на границах зерен. Средняя концентрация атомов Cu в объеме зерна уменьшается до ~0.4at% для T = 775K, и до ~1,0at% для T = 975K, достигая равновесного для данной температуры значения. Вблизи ГЗ концентрация атомов Cu возрастает преимущественно на большеугловых ГЗ и вблизи тройных стыков. Плотность атомов Cu вблизи малоугловых ГЗ существенно ниже. Ширина слоя атомов Cu вблизи ГЗ несколько шире вблизи тройных стыков, однако, в среднем не превышает 5–6 атомных слоев по обеим сторонам от ГЗ. При наклоне обнаруживается (рис.4*б*), что примесные атомы распределены неоднородно вдоль направления, параллельного оси наклона ГЗ. Небольшие по величине кластеры (помечены стрелками на рис.4*б*), со средним размером 1,4nm образуются, главным образом, вблизи зернограничных дислокаций малоугловой ГЗ. Форма их близка к сферической, кластеры содержат 50–70 атомов Cu. Средняя для всех этих выделений концентрация атомов Cu составляет 40-60at%. На границах Σ5 и GT выделения имеют больший размер и форму цилиндра с осью, перпендикулярной плоскости границы, высотой 5–6 атомных слоев по обе стороны границы и диаметром, изменяющимся в пределах от 2,4 до 4,0 nm. Концентрация Cu уменьшается от оси цилиндра (90–100at% Cu) к его периферии (25–40at% Cu). Анализ выделений свидетельствует, что все они имеют ОЦК решетку и когерентно связаны с матрицей.



а *б*

Рис.4. Распределение атомов Cu в кристаллите с двумя зернами для сплава Fe–3at%Cu, T = 775K: (*а*) – в проекции на плоскость (001), (*б*) – изометрическая проекция

Таким образом, установлено, что вблизи ГЗ происходит распад сплава Fe–Cu с образованием наноразмерных выделений. Наиболее выгодными для сегрегаций позициями являются ГЗ общего типа и тройные узлы.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 14-12-00673

Список литературы

1. D. Terentyev, X. He, A. Serra, J. Kuriplach. Computational Materials Science. **49**, 419 (2010)
2. M.A. Tschopp, M.F. Horstemeyer, F. Gao, *et al*. Scripta Materialia, **64**, 908 (2011.)
3. M.A. Tschopp, K.N. Solanki, F. Gao, X. Sun, M.A. Khaleel, and M.F. Horstemeyer.
4. Phys. Rev. B, **85**, 064108 (2012)
5. N.R. Rhodes, M.A. Tschopp, *et al*. Modelling Simul. Mater. Sci. Eng. **21,** 035009 (2013)
6. S.M. Teus, V.F. Mazanko, J.-M. Olive, V.G. Gavriljuk. Acta Materialia **69,** 105 (2014)
7. G. Bonny, R.C. Pasianot, L. Malerba and N. Castin Phylos. Mag. **89**, 3531 (2009)
8. S.Y. Hu, S. Schmauder, L.Q. Chen. Phys. stat. sol. (b). **220,** 845 (2000)
9. K. Binder, Applications of the Monte Carlo Method in Statistical Physics (Springer, Berlin, 1984).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ ТРЕЩИН ПРИ ВЗРЫВНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ГОРНЫЕ ПОРОДЫ

Кочанов А.Н.

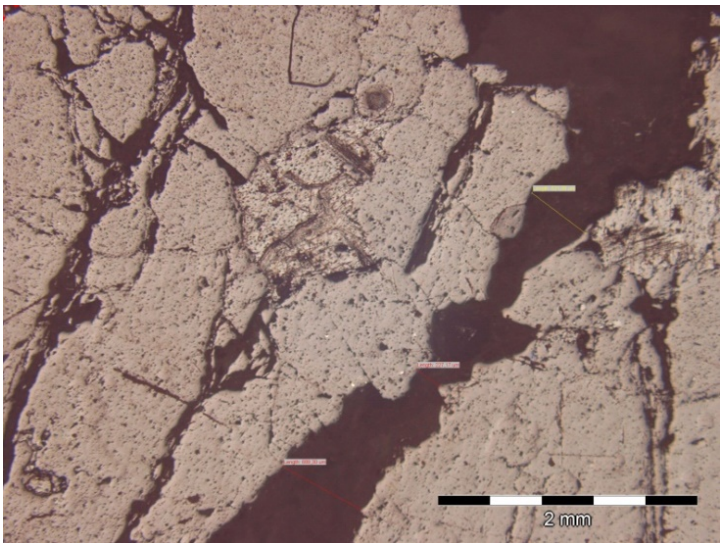
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем комплексного освоения недр РАН, г. Москва, Россия
kochanov@mail.ru

Разрушение материалов, их прочность характеризуются развитием трещин на разных масштабных уровнях. Данной проблематике посвящены многочисленные теоретические и экспериментальные исследования, результаты которых опубликованы в работах, например [1–5]. В механики разрушения трещина, обычно, рассматривается как идеализированный объект в виде линии, не имеющей ширины, что, конечно, оправдано

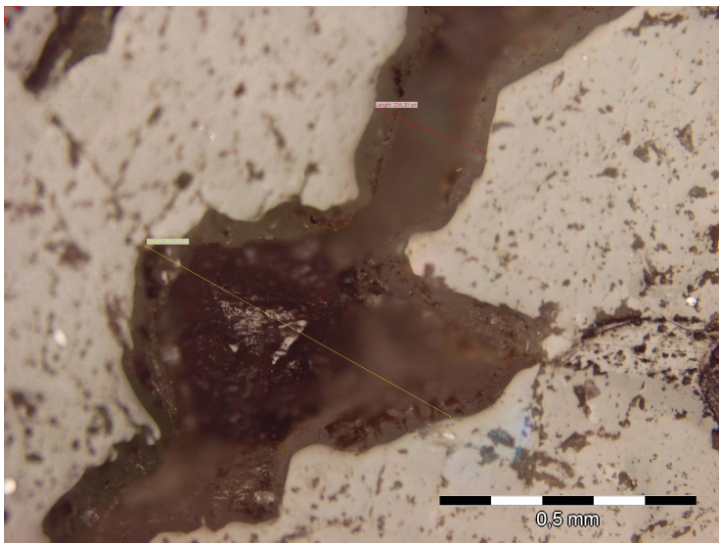
при решении целого ряда задач. В то же время изучение трещины как реального физического объекта может способствовать развитию математических моделей для описания динамики и условий ее роста, и поэтому является актуальной научной задачей.

Целью наших исследований являлось изучение параметров и структуры трещин, которые образовались в результате взрывного воздействия в объеме образце гранита размером 25x25x15 см. Гранит представлял совокупность минералов, имеющие различные прочностные показатели. После взрыва образец оставался внешне структурно неизмененным, и из него нарезались отдельные пластины, визуальный осмотр поверхности которых позволил выявить систему радиальных трещин максимальной длиной ~ 6–7 см. Для уточнения параметров трещин выполнены исследования с использованием оптической, растровой электронной и сканирующей конфокальной лазерной микроскопии.

С использованием оптической микроскопии были получены изображения отдельных фрагментов трещины с учетом расстояния от взрывного воздействия. Анализируя эти изображения можно отметить, что ширина раскрытия трещины непосредственно у зарядной полости в месте ее зарождения примерно 3–4 раза меньше, чем ее максимальная ширина на более удаленном расстоянии от центра взрывного воздействия. По данным оптических изображений просматривается волнообразная структура рельефа трещины на отдельных ее участках (рис.1).



а



б

Рис. 1. Вид фрагмента трещины по данным оптической микроскопии при увеличении 10^x (*а*) и 50^x (*б*)

Изображения фрагментов трещины, полученные с помощью оптической микроскопии, согласуются с данными электронной микроскопии, которые их дополняют в плане информации о структуре рельефа внутри самой трещины. На рис.2 представлены характерное изображение фрагмента трещины по данным электронной микроскопии при увеличении ~3000^{x}.

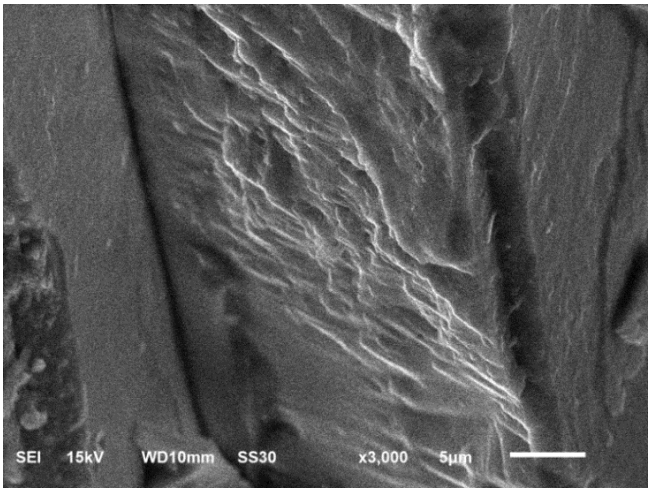
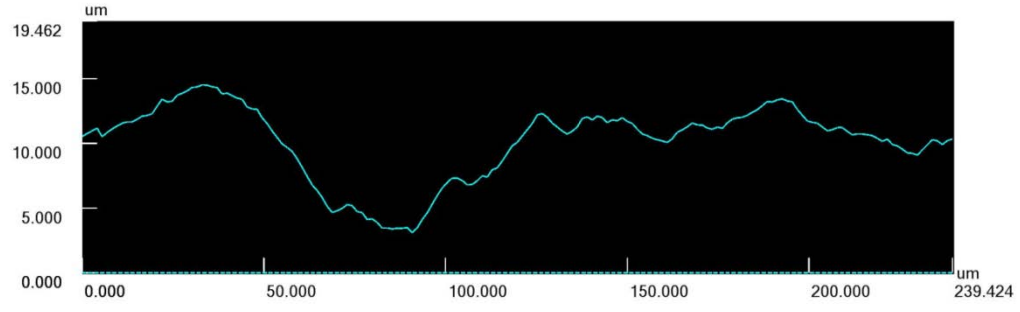
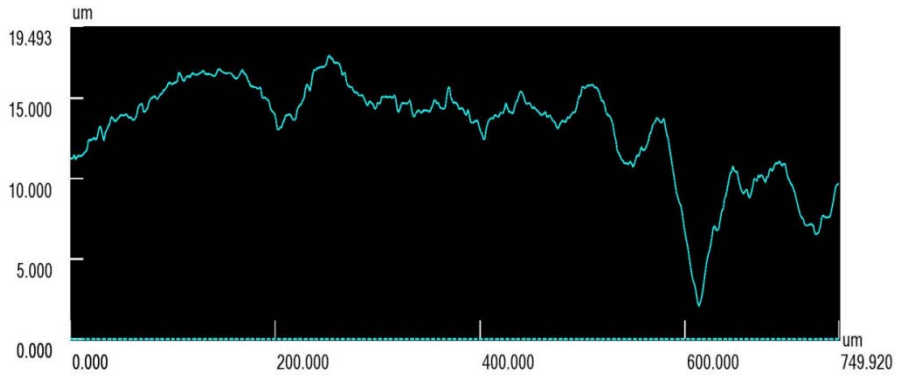


Рис. 2. Вид фрагмента трещины по данным электронной микроскопии

Для оценки глубины трещины на выбранном ее участке использовался метод сканирующей конфокальной лазерной микроскопии. На рис. 3 представлено распределение значений глубины трещины для ее фрагментов шириной ~240 и 750 мкм с максимальным значениям глубины равным ~15 мкм. Следует отметить, что максимальная глубина трещины не связана с ее шириной, а максимальные ее значения довольно часто наблюдаются по берегам трещины.



а



б

Рис.3. Распределение значений глубины фрагментов трещины шириной ~ 240 (*а*) и ~750 мкм (*б*) по данным лазерной микроскопии

Таким образом, получены изображения и определены геометрические и структурные параметры трещин как 3D объектов на разном расстоянии от источника взрывного воздействия. Анализ изменения параметров трещин, их ширины, с расстоянием от заряда, позволяет сделать вывод, что при их формировании и развитии при взрыве существенную роль могут играть два механизма. Под действием волн напряжений происходит множественное образование трещин, которые представляют своеобразные каналы для проникновения газа, а под действием газообразных продуктов происходит дальнейшее их развитие. Неровности берегов трещины и ее профиля могут свидетельствовать об изменениях ее скорости распространения, связанных с формированием зоны локализации разрушения и последующим скачкообразным продвижением, так как развитие трещины связано с накоплением в области ее вершины различного рода повреждений.

Список литературы

1. Ботвина Л.Р. Разрушение: кинетика, механизмы, общие закономерности. М.: Наука.2008. 334 с.
2. Морозов Н.Ф., Петров Ю.В. Проблемы динамики разрушения твердых тел. СПб.: Изд-во С-ПГУ.1997. 132 с.
3. Штремель М.А. Разрушение.Кн. 1. Разрушение материала. М.: Изд. Дом МИСис.2014. 670 с.
4. Слепян Л.И. Механика трещин. Л.: Судостроение.1990.295 с
5. Черепанов Г.П. Механика хрупкого разрушения. М: Наука.1974. 640 с

ВЛИЯНИЕ СРЕДЫ АЗОТА И ГЕЛИЯ ПРИ ПРОКАТКЕ НА МИКРОТВЕРДОСТЬ НАНОЖЕЛЕЗА

Клявин О.В., Аруев Н.Н., Деркаченко Л.В., Федоров В.Ю., Чернов Ю.М., Шпейзман В.В.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия
klyavin@mail.ioffe.ru;
shpeizm.v@mail.ioffe.ru

Открытие явления механо-динамической диффузии (МДД) [1] позволило по-новому взглянуть на целый ряд процессов, протекающих в твердых телах при их деформации. Процесс МДД заключается в динамическом захвате частиц внешней среды дислокациями, движущимися в поверхностном слое деформируемых материалов. Изучение физического механизма МДД частиц внешней среды в различные типы твердых тел в процессе пластической деформации показало, что оно зависит от ряда физико-химических параметров, определяющих интенсивность этого процесса [2–5]. К ним относятся: тип частиц среды, ее плотность и состояние (газовая, жидкая), характер исходной дефектной структуры и степень пластической деформации исследуемых материалов. В зависимости от вида частиц среды, параметров атомной структуры материалов и типа дислокаций результатом МДД может быть как упрочнение, так и разупрочнение материала. Целью настоящей работы является исследование влияния среды (азот, гелий) в процессе прокатки на микротвердость образцов нано- и крупнозернистого железа в области малых нагрузок.

Для исследования были выбраны образцы железа (99.9 вес.%Fe), крупнозернистого и нанокристаллического, полученного методом многократного равноканального углового прессования (диаметр зерна соответственно 10 мкм и 200 нм). Образцы имели цилин-

дрическую форму с диаметром 4–5 и высотой 10–12 мм. На приборе ПМТ-3 была измерена их микротвердость по Виккерсу (H) в воздушной среде (рис. 1) Ошибка измерений величины H составляла ± 5 %. Ход зависимостей микротвердости от нагрузки для нано- и крупнокристаллического железа показывает, что микротвердость при малых нагрузках увеличивается с ростом нагрузки до $P \sim 10$ г. Это соответствует глубине внедрения индентора $h \sim 0.9$ и 1.5 мкм, соответственно для нано- и крупнокристаллического материала, после чего поверхностный слой слабо влияет на ее величину. При нагрузках $P \geq 10$ г индентируется фактически объем пластины, при этом микротвердость практически перестает зависеть от глубины отпечатка. Уменьшение микротвердости поликристаллических материалов при малых нагрузках обычно связывается с влиянием границ зерен, которые имеют меньшую прочность, чем внутренние области зерен. Поэтому для мелкозернистого материала этот эффект выражен сильнее, чем для крупнозернистого [6].

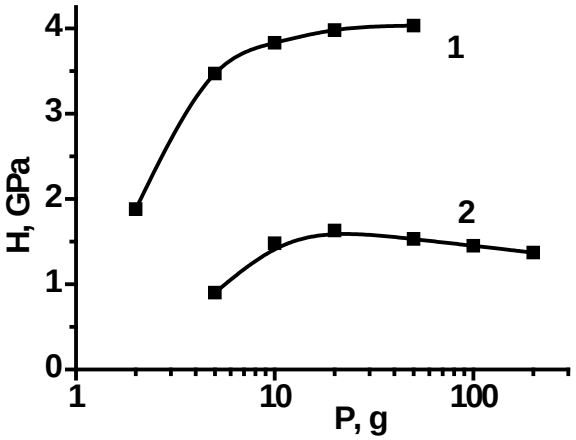


Рис. 1. Зависимость микротвердости в воздушной среде от нагрузки для железа с размером зерна 200 нм (1) и 10 мкм (2)

Для того чтобы оценить влияние среды деформации на структуру поверхностного слоя с помощью измерения микротвердости, производилась предварительная прокатка образцов в фольгу толщиной 100–400 мкм в среде азота или гелия. После этого в воздушной среде измерялись зависимости микротвердости от нагрузки в диапазоне $P = 2$–200 г для средней части полученных тонких полос. Целью прокатки было увеличение числа атомов внешней среды, проникающих в материал при его деформировании по механизму МДД за счет большой деформации и большой площади поверхности прокатанных полос железа. Кроме того, поскольку прокатка была многоступенчатой, то на каждой ее ступени образовывалась новая поверхность, в которую могли проникать атомы и молекулы среды по механизму МДД.

Ранее нами было показано, что глубина проникновения частиц среды по механизму МДД зависит от типа среды, величины деформации, ее скорости и др. В случае деформации меди при $T = 4.2$ K до величины $\varepsilon \sim 40$ % глубина проникновения гелия составляет ~ 7 мкм, тогда как для недеформированных образцов, находившихся в жидком гелии то же самое время, содержание гелия, превышающее естественный фон по «воздушному» гелию, наблюдалось до глубины ~ 1 мкм [7]. При одинаковых условиях деформации проникновение гелия в ОЦК-металлы было значительно более интенсивным, чем в ГЦК-металлы [8]. В [9] обнаружено, что количество азота для образцов нанокристаллического железа, деформированных в жидком азоте, на несколько порядков больше, чем атомов гелия при деформации образцов в жидком гелии. Если среда гелия или азота была газообразной, то количество атомов или молекул среды, проникающих в материал при его деформировании, оказывалось меньшим, чем для такой же жидкой среды, но все основные закономерности процесса МДД сохранялись и для них.

На рис. 2 приведено относительное изменение микротвердости для образцов нано- и крупнозернистого железа, прокатанных в азоте и гелии. В центральной части графика показана полоса, соответствующая точности измерения микро- твердости ±5%. В верхней части рисунка показана условная расчетная шкала глубины отпечатка *h*.

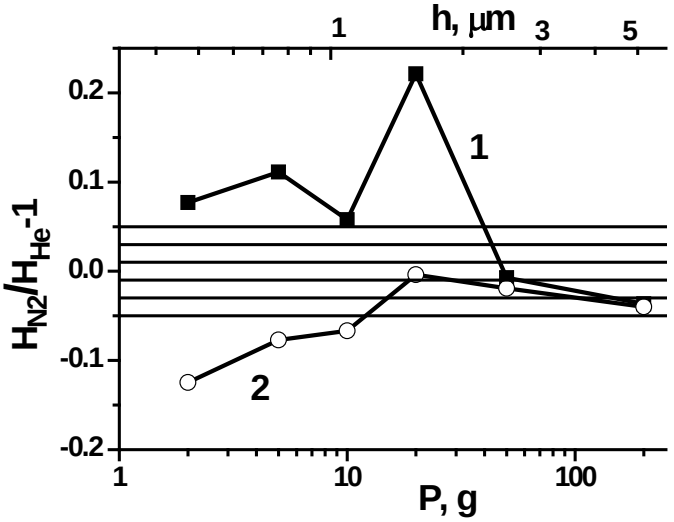


Рис.2. Относительное изменение микро-твердости образцов, прокатанных в азоте (H_{N2}) и гелии (H_{He}) для крупно- (1) и нанокристаллического (2) железа

Поскольку микротвердости для образцов, прокатка которых проводилась в разных средах при P = const, отличаются, то для каждой среды должна быть своя шкала глубины отпечатка. Однако различия в микротвердости для разной среды прокатки невелики, и рассчитанная по ее средней величине шкала может служить ориентиром для оценки глубины поверхностного слоя, на который оказывает влияние среда в процессе деформации. Видно, что разница между микротвердостью при прокатке в среде азота и гелия для крупно- и нанокристаллического железа невелика и в области нагрузок до 20 г (глубины отпечатка ~ 2 мкм) имеет разный знак: в первом случае она положительная, во втором – отрицательная. Прокатка крупнозернистых образцов приводит к массовому образованию новых дефектов и тем самым способствует зарождению новых потенциальных ловушек как для атомов гелия, так и для молекул азота, проникающих в поверхностный слой материала по механизму МДД. Для наноструктурных образцов, получивших интенсивную пластическую деформацию по методу РКУП, последующая прокатка, очевидно, скажется на количестве и виде ловушек атомов и молекул среды не столь сильно. Поскольку, как указывалось выше, азот проникает в деформируемые образцы более интенсивно, чем гелий, то можно предположить, что его влияние обеспечивает небольшой рост микротвердости при малых нагрузках для крупнозернистых образцов, прокатанных в азоте, по отношению к прокатанным в гелии и слабый обратный эффект для нанокристаллических образцов.

Влияние среды прокатки на количество проникшего в образцы гелия и на характер кривых его экстракции при последующем нагреве было обнаружено с помощью масс-спектрометрической методики. Образцы нагревались в камере высокоразрешающего масс-спектрометра с порогом чувствительности по $He^4 \sim 10^9$ атомов [10] со скоростью 4–7 К/мин в области температур 300 – 1400 ^{0}C. Измерялась зависимость числа выделившихся атомов гелия, приходящихся на единицу поверхности образца, от температуры нагрева для образцов, прокатка которых проводилась в гелии и на воздухе. Поскольку в воздухе содержание гелия мало («воздушный» гелий), то общее количество выделившегося гелия N_0 существенно различалось: $6 \cdot 10^{11}$ и $45 \cdot 10^{11}$ at/cm^2, соответственно для образцов, прокатанных на воздухе и в гелии. Обе кривые экстракции гелия имеют широкий максимум при температуре $T \approx 500$ ^{0}C. Однако поведение этих кривых при низких и высоких температурах различно: доля выделившегося гелия N/N_0 для образцов, прокатанных в гелии, выходящего при низких температурах меньше, а выходящего при высоких температурах больше, чем у образцов, прокатанных на воздухе. Это означает, что в

образцах, прокатанных в гелии, активируются более глубокие ловушки гелия, которые освобождаются от гелия при нагреве до более высоких температур.

Результаты работы показывают, что среда гелия или азота (воздуха) при интенсивной пластической деформации (прокатке) оказывает различное влияние на величину микротвердости при малых нагрузках образцов нано- и крупнозернистого железа не только по величине эффекта, но и по его знаку. Это обусловлено различием их исходной дефектной структуры, которая приводит к активации ловушек атомов и молекул среды, расположенных на разной глубине от поверхности и, как следствие, к изменению интенсивности проникновения атомов и молекул среды по механизму МДД в поверхностный слой образцов при их прокатке.

Список литературы

1. O.V. Klyavin, N.P. Likhodedov, A.N. Orlov. Progr. Surf. Sci. 33, 259 (1990).
2. О.В.Клявин. ФТТ **35**, 3, 513 (1993).
3. О.В. Клявин, Б.А. Мамырин, Л.В. Хабарин, Ю.М. Чернов. ФТТ **47**, 5, 837 (2005).
4. О.В. Клявин, В.И. Николаев, Л.В. Хабарин, Ю.М. Чернов, В.В. Шпейзман. ФТТ **45**, 12, 2187 (2003).
5. О.В. Клявин, В.И. Николаев, Б.И. Смирнов, Л.В. Хабарин, Ю.М. Чернов, В.В. Шпейзман. ФТТ **50, 5,** 794 (2008)..
6. I. Manika, J. Manics. Acta Mater. **54**, 2049 (2006).
7. О.В. Клявин, В.И. Николаев, О.Ф. Поздняков, Б.И. Смирнов, Ю.М. Чернов, В.В. Шпейзман. ФТТ **52**, 9, 1758 (2010).
8. О.В. Клявин, В.И. Николаев, Б.И. Смирнов, Л.В. Хабарин, Ю.М. Чернов, В.В. Шпейзман. ФТТ **50,** 8**,** 794 (2008).
9. О.В. Клявин, В.И. Николаев, О.Ф. Поздняков, Б.И. Смирнов, Ю.М. Чернов, В.В. Шпейзман. ФТТ **52**, 12, 2336 (2010).
10. Б.А. Мамырин, Б.Н. Шустров, Г.С. Ануфриев. ЖТФ **42**, 12, 2577 (1974)

ЛОКАЛИЗОВАННАЯ СТРУКТУРНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ХРУПКИХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ УДАРНОМ НАГРУЖЕНИИ

Мещеряков Ю.И., Диваков А.К., Жигачева Н. И.

Институт проблем машиноведения РАН,
Санкт-Петербург,
ym38@mail.ru

Введение

Зарождение и развитие начальных очагов разрушения связано с локализованными структурными неустойчивостями процесса динамического деформирования. По своему масштабу локализованные структурные неустойчивости относятся к мезоскопическому масштабному уровню. В настоящей работе приведены результаты исследований по динамическому деформированию хрупких материалов, а именно, габродиабаза и чугуна двух модификаций.

Методика и результаты исследования

Как следует из экспериментов по ударному нагружению, волновой фронт имеет сложную пространственную конфигурацию, отражающую наличие иерархии масштабных уровней [1,2]. В настоящих экспериментах диаметр лазерного пятна интерферомет-

ра, зондирующего свободную поверхность мишени, равен 60-70 μm, так что, регистрируемый временной профиль скорости свободной поверхности соответствует отклику одного структурного элемента мезоуровня-2 (50-300 μm). В то же время, в пределах лазерного пятна вмещается порядка 100 структурных элементов мезоуровня-1 (0,1-10 μm) , скорости которых в общем случае распределены хаотически. Используемая экспериментальная методика позволяет регистрировать распределение частиц мезоуровня-1 по скоростям. Это распределение количественно характеризуется вариацией массовой скорости (корнем квадратным из дисперсии скорости) [3].

Габродиабаз. Профиль скорости свободной поверхности и вариация скорости для габродиабаза при скорости ударника 117,5 м/с, показаны на рис. 1. Волновой фронт имеет ступеньку при скорости свободной поверхности 74, 7 м/с (точка *A* на рис. 2). Наличие ступеньки свидетельствует о том, произошло необратимое смещение структурного элемента мезоуровня-2, что означает начало локального разрушения материала. Величина скорости U_{Inst} ,соответствующая этой ступеньке, определяет порог структурной неустойчивости материала на сжатие. В процессе смещения структурного элемента мезоуровня-2 происходит локальная релаксация напряжения. Аналогичные ступеньки, соответствующие скорости свободной поверхности 75 м/с, имеются и на остальных профилях скорости, полученных при ударном нагружении этого материала со скоростью ударника 92 м/с, 117,5 м/с и 224 м/с.

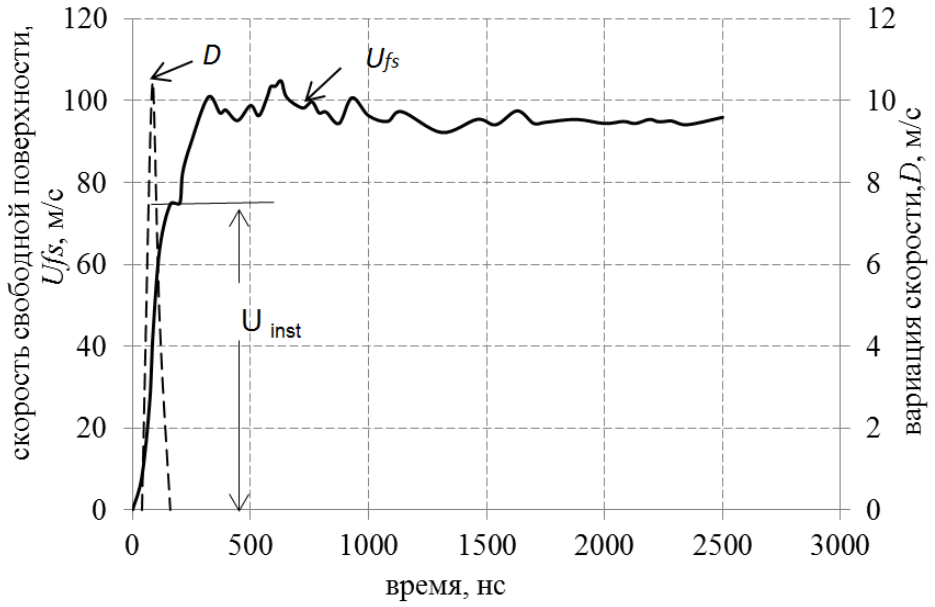


Рис. 1. Профиль скорости свободной поверхности в габродиабазе при скорости ударника 117,5 м/с.

На рис.1 также нанесена временная зависимость вариации скорости на мезоуровне-1, *D*. Как видно из рисунка, поведение вариации скорости и средней скорости оказывается взаимосвязанным. Вариация скорости максимальна в середине упругого участка на профиле скорости и спадает до нуля к началу ступеньки. Равенство нулю вариации скорости означает, что материал исчерпал релаксационные возможности на мазоуровне-1. С этого момента инициируется раскачка крупномасштабных пульсаций скорости на мезоуровне-2 на плато импульса сжатия.

Чугун. В работе проводились ударно-волновые испытания двух опытных партий антифрикционных чугунов типа АЧС-3 с разными добавками меди и титана. Хотя скорости ударного нагружения для обоих материалов примерно одинаковые (~224 м/с), порог структурной неустойчивости для чугуна второй партии оказался в два раза ниже (рис.2).

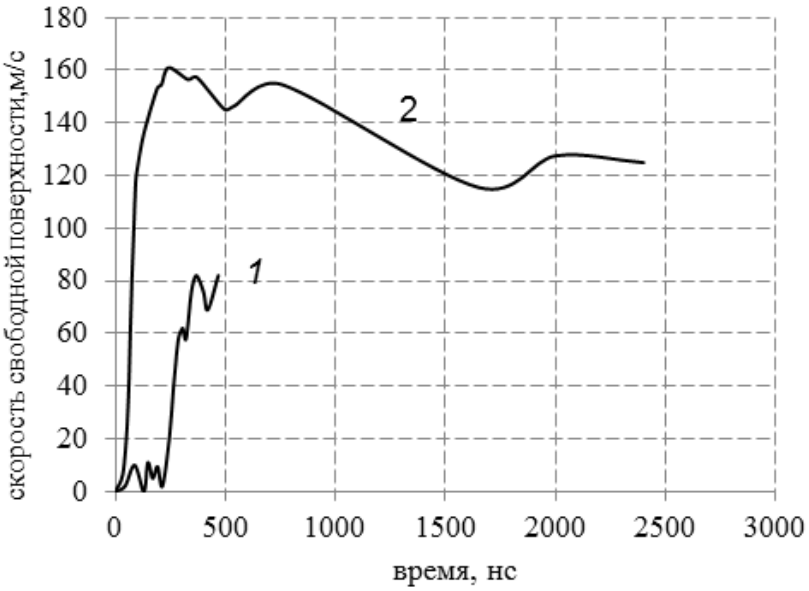
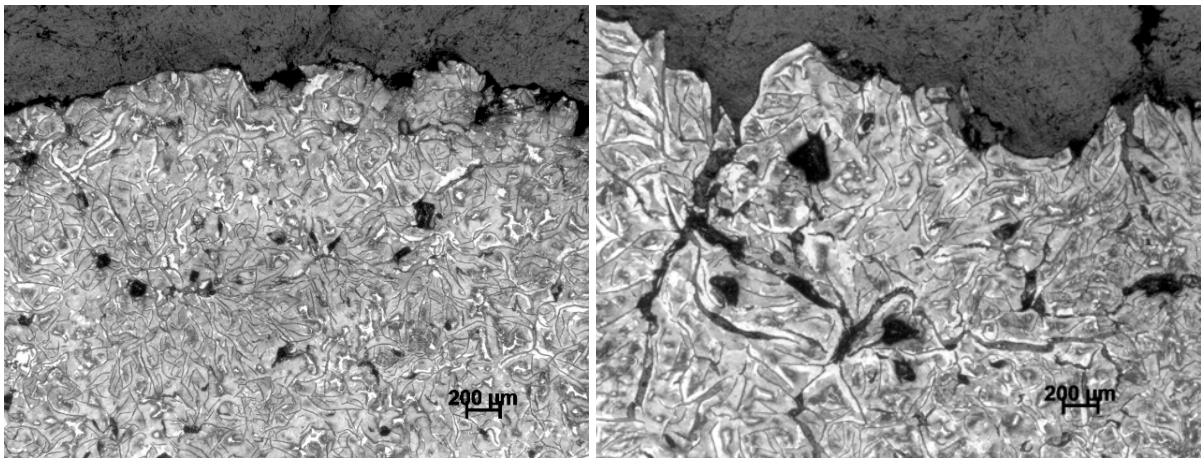


Рис. 2. Профиль скорости свободной поверхности в чугуне двух модификаций при скорости ударника 224 м/с

Профиль скорости свободной поверхности второй партии чугуна характеризуется наличием осцилляций вдоль всего фронта волны сжатия с периодом осцилляций ~ 100 нс и амплитудой 10–13 м/с. Временные профили скорости свободной поверхности чугуна первой партии не имеют осцилляций, что говорит об отсутствии подвижек структурных элементов в процессе динамического деформирования. На рис. 2 представлены металлографические картины разрушения чугуна с разным количеством модифицирующих добавок меди и титана. Исследования микроструктуры образцов после ударных испытаний показали, что партия № 1, содержащая большее количество легирующих добавок меди и титана, имеет более вязкий излом и меньшее количество трещин по сравнению с чугуном партии № 2 (рис.3). Таким образом, металлографическая картина разрушения коррелируют с интерферометрическими данными локального отклика материала на ударное нагружение.



а *б*

Рис. 3. Металлографические картины разрушения чугуна первой и второй модификаций

С этого момента инициируется раскачка крупномасштабных пульсаций скорости на мезоуровне-2. Эти пульсации проявляются в виде осцилляций на плато импульса сжатия и отражают поведение структурных элементов, соответствующих мезоуровню-2.

Аналогичные ступеньки, соответствующие скорости свободной поверхности 75 м/с, имеются и на остальных профилях скорости, полученных при ударном нагружении этого материала со скоростью ударника 92 м/с, 117,5 м/с и 224 м/с.

Выводы

Хрупкие материалы типа габродиабаза и чугуна оказывают сопротивление ударному сжатию только до тех пор, пока имеется обратимый обмен импульсом и энергией между структурным уровнем, соответствующем мезоуровню-1 (0,1÷10 μм) и мезоуровнем-2 (50–500 μм). По прекращении указанного энергообмена инициируется структурный переход с мезоуровня-1 на мезоуровень-2. . Механизмом мезо-макро энергообмена являются пульсационные колебания структурных элементов. Имеется пороговая скорость деформации, при которой структурный переход на мезоуровне-2 становится необратимым. В хрупком материале потеря обратимости структурного перехода на мезоуровне-2 приводит к потере сопротивляемости материала на растяжение, в результате чего откольная прочность падает до нуля. металлографическая картина разрушения коррелирует с интерферометрическими данными локального отклика материала на ударное нагружение.

Список литературы

1. В.Е. Панин, В.А. Лихачев, Ю.В. Гриняев. Структурные уровни деформации твердых тел. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-е, 1985.
2. В.В. Рыбин Большие пластические деформации и разрушение металлов. М.: Металлургия, 1986.
3. Ю.И. Мещеряков Об эволюционном и катастрофическом режимах энергообмена в динамически нагружаемых средах. *ДАН.* 2005. № 4 .

СТРУКТУРНО-ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО НАГРУЖЕНИЯ

[1,3]Савенков Г.Г., [2]Барахтин Б.К., [3]Кузнецов А.В., [4]Брагов А.М., [2]Вознюк А.В.

[1]Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет), sav-georgij@yandex.ru
[2]ЦНИИ КМ «Прометей» им. ак. И.В. Горынина, Санкт-Петербург, Россия
[3]АО «Машиностроительный завод «Армалит», Санкт-Петербург, Россия
[4]НИИ Механики ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

В работах последователей научной школы С.Н. Журкова и коллег В.А. Лихачева установлено, что разрушению твердых тел предшествуют акты пластической деформации, которые самосогласованно реализуются на разных структурных уровнях путем кооперативного взаимодействия ансамблей дефектов кристаллического строения в диапазоне масштабов от нано- до макро- уровней. При этом осталось до конца не выясненным, какой параметр следует использовать для поиска корреляций между скоростью деформации, типом излома и доминантным механизмом структурной аккомодации.

Целью настоящей работы являлась демонстрация возможного применения в качестве такого параметра – фрактальной размерности D_f поверхности разрушения, которую можно связать с масштабным уровнем аккомодации структур при высоких скоростях нагружения, а также использовать при ранжировании свойств материалов.

Методом Кольского с применением разрезного стержня Гопкинсона (РСГ) [1] были испытаны распространенные конструкционные материалы: титановый сплав 3М и нержавеющая сталь 08Х18Н10Т. При размерах зерен 20–50 мкм после статических испытаний они характеризовались следующими параметрами:

- титан 3М – $\sigma_{0,2}$ = 550 МПа, σ_B = 675 МПа, ψ =30%;
- сталь 08Х18Н10Т – $\sigma_{0,2}$ =275 МПа, σ_B =620 МПа, ψ =63%.

Результаты, полученные с помощью РСГ, представлены в таблице 1.

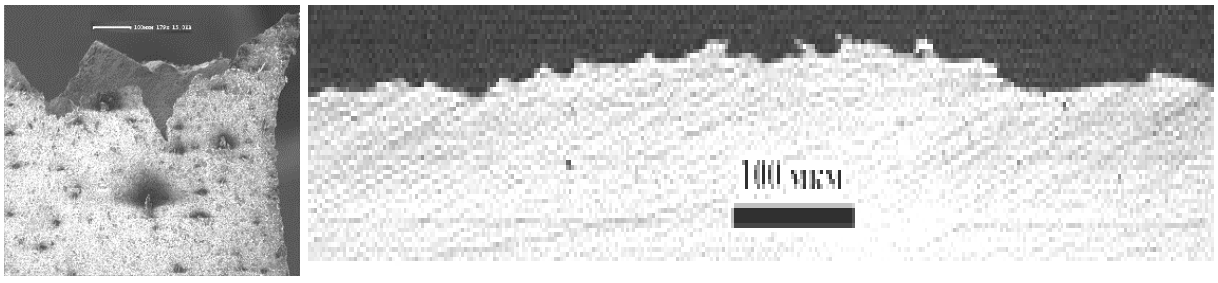
Таблица 1. Результаты испытаний материалов в условиях динамического растяжения

$\dot{\varepsilon}$, c^{-1}	σ_{Sd}, МПа	σ_{bd}, МПа	ψ_d, %
800 / 1300	775±15 / 450±5	825±25 / 925±25	44±1 / 65±0,5
1100 / 1600	725±25 / 550±5	830±10 / 975±25	42,5±0,5 / 64,5±1,5
1500 / 2000	810±10 / 570±10	880±20 / 950±10	44±1 / 66,5±0,5

Примечания:
1) в числителе – значения для титанового 3М, в знаменателе – для 08Х18Н10Т;
2) σ_{Sd} и σ_{bd} – динамический предел текучести и прочности, соответственно.

Результаты динамических испытаний показали, что в исследованных диапазонах скоростей деформации ($\dot{\varepsilon}$) прочностные характеристики (σ_{Sd} и σ_{bd}) титанового сплава и нержавеющей стали различаются незначительно, но отличаются (и достаточно сильно) от аналогичных значений при статических испытаниях. Отмеченная особенность давала основание полагать, что с ростом скорости деформации релаксационные свойства структуры не успевали аккомодировать структурные искажения, тем самым, локализуя область критической повреждаемости материалов накануне акта разделения образцов на части.

Последующие фрактографические и металлографические исследования подтвердили высказанное предположение. Например, на поверхностях разрушения были зафиксированы признаки квазихрупкого разрушения в виде микротрещин расслоения, фасеток и ямок квазискола (рис. 1) [2].

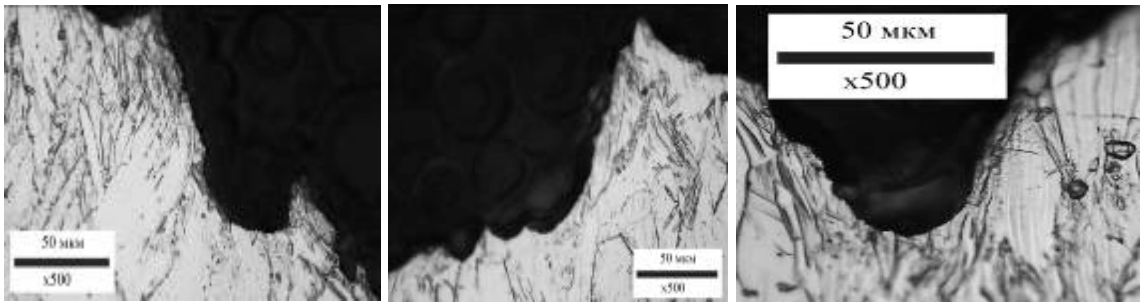


а *б*

Рис. 1. Микротрещины расслоения в стали 08Х18Н10Т (*а*), ямки квазискола в титане 3М (*б*)

С повышением скорости деформации от 1300 до 2000 c^{-1} в зоне разрушения образцов стали 08Х18Н10Т в структурных изменениях зафиксирована последовательность от неравноосных (50х10 мкм) фрагментов до каналов деформации в форме полос шириной 15±5 мкм и менее 5 мкм.

В титановом сплаве 3М с повышением скорости деформации от 800 до 1500 c^{-1} также выявлены цепочки полигонов в форме параллелепипедов размерами 30х50 мкм, структурные объекты полосового вида шириной 20±5 мкм и каналы деформации шириной до 13 мкм (рис.2).



а *б* *в*

Рис. 2. Структуры титанового сплава в зоне разрушения образцов:
а – 800 $с^{-1}$, *б* – 1100 $с^{-1}$, *в* – 1500 $с^{-1}$

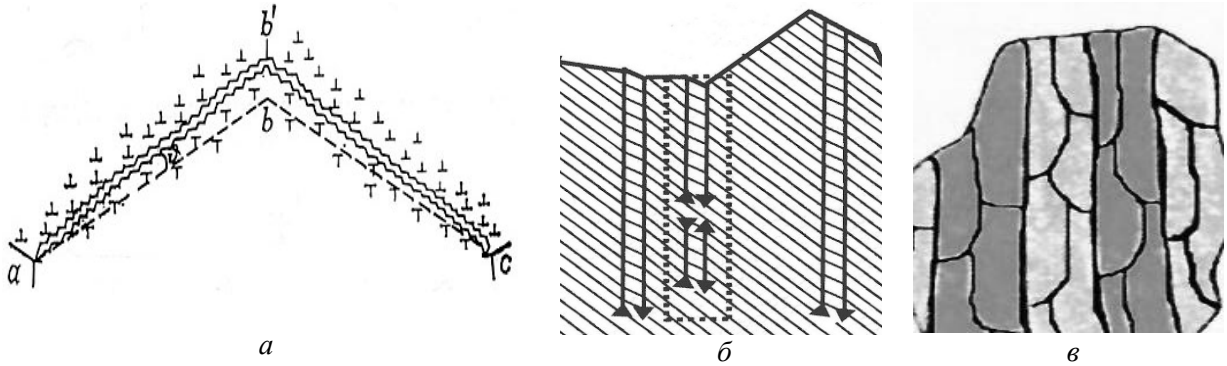
По результатам исследования установлено:

1) по мере приближения к акту окончательного разрушения структурные аккомодационные процессы микропластической деформации аккумулируются в пределах активационного объема, размер которого уменьшается с ростом скорости нагружения;

2) величина активационного объёма не превосходит размеров зерна;

3) в последовательности выявленных структурных изменений пространственные размеры характерных объектов меняются пропорционально. Например, в стали как 50:15:5 ~ 3, а в титане – как 30:20:13 ~ 1,5. Отмеченные особенности интерпретированы как *структурно-геометрические переходы*.

Предполагается, что в условиях высокоскоростного нагружения повреждение материала реализуется последовательно с участием ансамблей дефектов кристаллического строения путем накопления и смены их пространственной организации. Вначале у границ зёрен (рис. 3а), где происходит накопление дислокаций. На втором этапе (рис. 3*б*) образуются мультипольные структуры внутри зерна, а на третьем – происходят зеногранничные расслоения и/или образование каналов деформации (рис. 3*в*). Приведенная последовательность структурных изменений характеризует релаксационные свойства деформируемой среды. При исчерпании запаса пластичности инициируется отрыв материала с образованием поверхности разрушения. На основании предполагаемых структурно-геометрических переходов профили поверхностей разрушения представлены в форме самоаффинных фрактальных кривых [3]. Результаты вычисления их фрактальных размерностей представлены в таблице 2.



а *б* *в*

Рис. 3. Схема структурно-геометрических переходов накануне акта разрушения в последовательности: приграничные дислокационные сплетения (*а*), мультипольные образования (*б*), каналы деформации (*в*)

Таблица 2. Фрактальные динамические характеристики испытанных материалов

Скорость деформации, $с^{-1}$	D_f,	ε_S	ψ_d^f, %	σ_{bd}^f, МПа
800 / 1300	1,11 / 1,23	0,1 / 0,18	64 / 88	1845 / 2175
1100 / 1600	1,09 / 1,13	0,12 / 0,24	56 / 70	1480 / 1885
1500 / 2000	1,06 / 1,08	0,09 / 0,29	42 / 52	1290 / 1145

Примечание: в числителе значения для титанового 3М, в знаменателе – для 08Х18Н10Т

По соотношениям, представленным в [4], были определены истинные значения динамического предела прочности (σ_{bd}^f) и относительного сужения (ψ_d^f). Анализ значений представленных характеристик обнаружил парадоксальные результаты.

1) Для всех скоростей деформации пределы прочности выросли, хотя и не в одинаковой степени (как результат наибольшим значением предела прочности обладают образцы, испытанные при меньшей скорости деформации), для двух скоростей деформации выросли и значения характеристики пластичности.

2) После испытания образцов учёт фрактальных характеристик поверхности разрушения позволяет более чётко разграничить свойства металлов в исследованном диапазоне скоростей деформации.

Список литературы

1. Savenkov G.G. Mechanical Properties of Copper under Dynamic Load // Copper Alloys: Preparation, Properties and Applications / By Ed. M. Naboka and J. Giordano. New York: Nova Science Publishers, Inc. 2011. P. 107 – 126.
2. РД 50 – 672 – 88. Расчёты и испытания на прочность. Классификация видов излома.
3. Барахтин Б.К., Обуховский В.В. Фракталы, структура и свойства материалов // Вопросы материаловедения. 1995. № 1. С.7– 17.
4. Кузнецов А.В., Савенков Г.Г., Брагов А.М., Константинов А.Ю. Влияние формирующейся фрактальной поверхности разрушения на динамические свойства титана // Проблемы прочности и пластичности. 2016. Вып. 1. С. 38 – 43.

ВЗАИМОСВЯЗЬ ПРОЦЕССОВ ФРАГМЕНТАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОСОКРОСТНОГО НАГРУЖЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

[1]Барахтин Б.К., [2]Григорьев А.Ю., [3]Савенков Г.Г.

[1]ЦНИИ КМ «Прометей» им. ак. И.В. Горынина, Санкт-Петербург, Россия
[2]ЭКЦ ГУ МВД по г. Санкт-Петербургу и Ленинградской обл.
[3]Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет),
sav-georgij@yandex.ru

Фрагментация (дробление) объектов при динамическом воздействии, как широко распространённый процесс в природе и различных областях техники, уже достаточно давно является предметом многочисленных исследований. Однако, несмотря на большое количество работ в данном направлении, существует целый ряд проблем, который в экспериментально-теоретическом плане остаётся не решенным. Основная причина такого

положения состоит в сложности процессов динамического разрушения, которые являются неотъемлемой частью динамической фрагментации.

В настоящей работе были проведены исследования процессов фрагментации пластин (мишеней) толщиной 6 мм и диаметром 92 мм, разрушаемых ударом диска диаметром 56 мм и толщиной 3 мм сплошного или с отверстиями (количество от 1 до 4). Последние имитировали удар по мишени группы бойков. Скорость удара находилась в диапазоне от 190 до 350 м/с.

Материал мишеней и дисков ударников – закалённая сталь 9ХС, имевшая следующие стандартные механические характеристики: предел текучести $\sigma_{0,2} = 780$ МПа, предел прочности $\sigma_B = 820$ МПа, относительное удлинение $\delta_5 = 4\%$. Механические характеристики, определённые по методу Кольского с применением разрезного стержня Гопкинсона, имели следующие значения: динамический предел текучести $\sigma_d = (780 - 790)$ МПа, динамический предел прочности $\sigma_{Bd} = (840 - 850)$ МПа, предельная деформация $\varepsilon_{cr} = (2 - 3)\%$. Скорость деформации в экспериментах с разрезным стержнем Гопкинсона составляла 1500 $с^{-1}$.

В процессе экспериментов определяли количество фрагментов (осколков) и их массовый состав (распределение осколков по массе в граммах). Кроме того, проводился фрактографический анализ поверхностей разрушения наиболее характерных фрагментов для каждого эксперимента. Анализ результатов проводился отдельно – для ударников без отверстий и для ударников с отверстиями.

Анализ результатов экспериментов показал, что с точки зрения количественных и статистических параметров процесса дробления, они в основном зависят от скорости удара и количества отверстий в дисках-ударниках, а именно: количество фрагментов (осколков) прямо пропорционально количеству отверстий и скорости удара, чем больше значения этих параметров, тем больше количество осколков.

Чем ниже значение скорости удара, тем выше размах (разница между максимальным и минимальным значением массы осколка) массы осколка. Данное положение справедливо как при ударе по мишеням ударников с отверстиями, так и при ударе дисками без отверстий. Значение средней массы осколка при ударе дисками без отверстий независимо от скорости удара находилось в диапазоне 4,02 – 4,54 г, значение средней массы фрагмента при ударе дисками с отверстиями
независимо от количества отверстий в диапазоне 1,28 – 1,84 г.

Законы (функции) распределения для всех экспериментов были достаточно разнообразны. Можно отметить, что, если при ударе по мишеням сплошными дисками функция распределения, как правило, представляла собой гамма-функцию. Таким образом, полученные результаты для сплошных дисков-ударников отличаются от известных результатов, полученных ранее (обзор приведён в работах [1, 2]). В этих работах никогда не наблюдалось гамма-распределение осколков ни по размерам, ни по массе.

В случае удара дисков с отверстиями все функции имели вид, который условно можно назвать, бимодальной функцией. То есть вначале идёт участок кривой, подчиняющийся экспоненциальному уравнению Мотта [2], затем на кривой распределения наблюдается некий пик (максимум), связанный с осколками, масса которых незначительно превышает среднюю массу осколков при данной скорости и данном виде ударника. При этом положение данного максимума зависело от количества отверстий и скорости удара: чем выше было значение скорости и ниже значение количества отверстий, тем ближе максимумы находились к концу хвоста кривой распределения.

На основе полученных результатов можно высказать предположение, что распределение фрагментов по массе в случае удара по мишени диска с отверстиями зависит, в том числе и от напряжённо-деформированного состояния мишени, возникающего в ней под действием интерференции упруго-пластических волн, которые распространяются от

поверхности соударения. Поскольку скорость удара в экспериментах была не слишком большой, то интенсивность волн не высока.

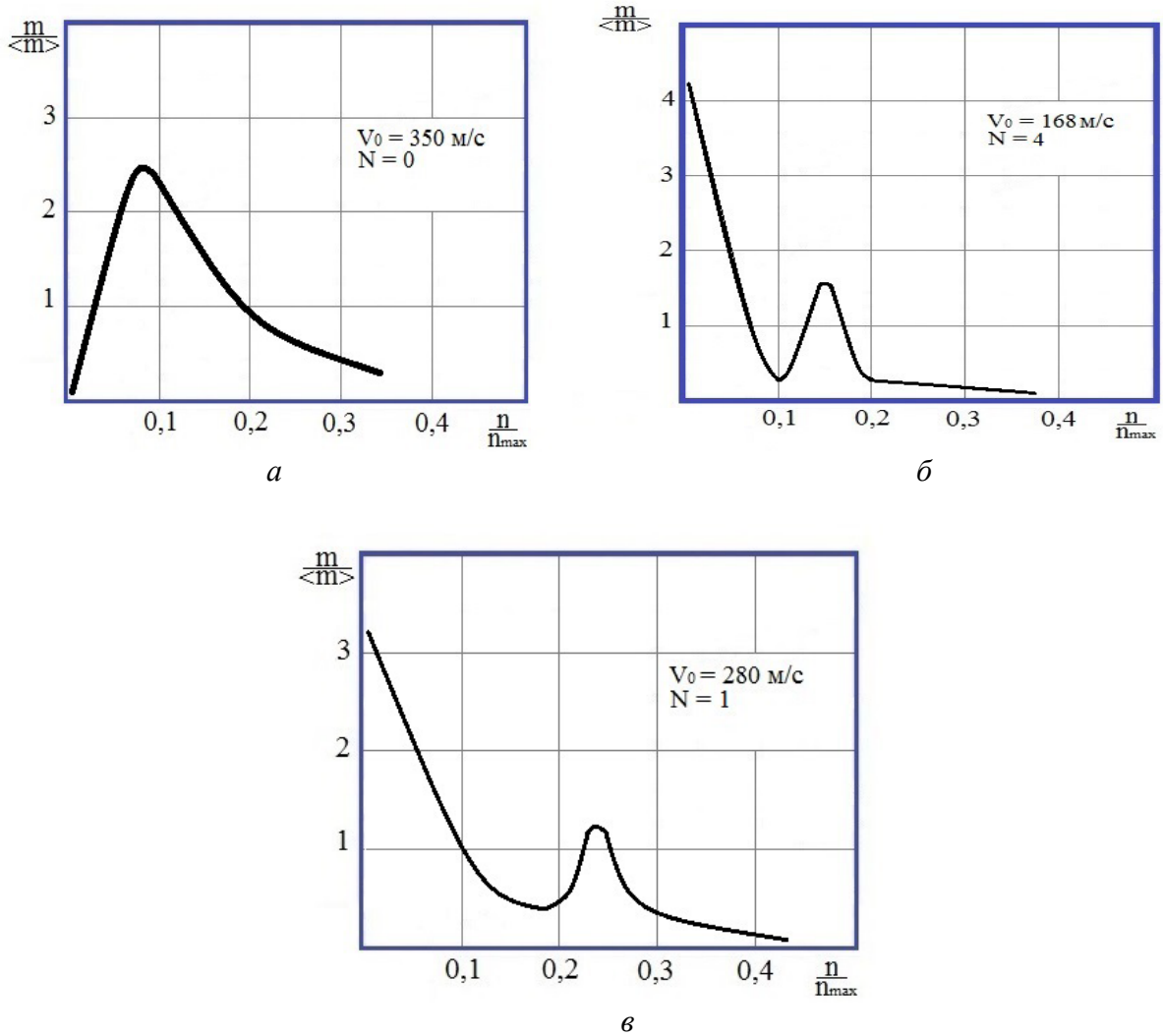
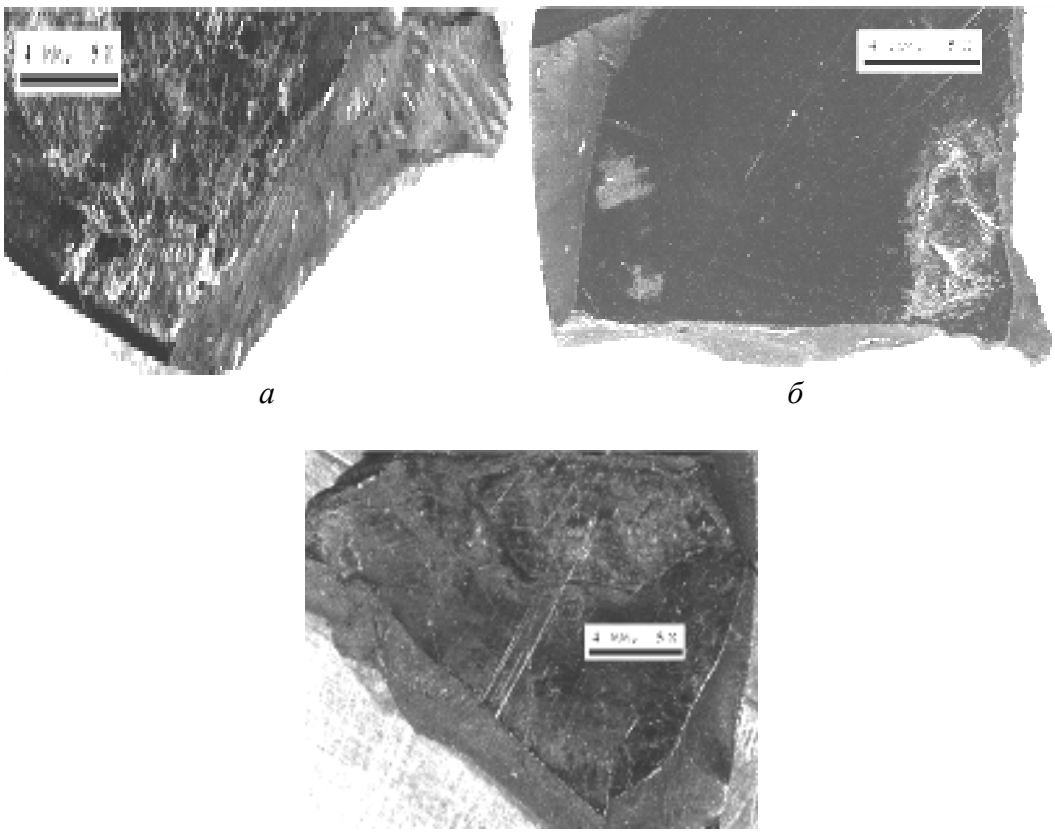


Рис. 1. Функции распределения осколков по массе для некоторых экспериментов (скорости удара и количество отверстий *N* размещены на полях рисунков)

Некоторые функции распределения, полученные путём обработки массива экспериментальных точек, приведены на рис.1. Ввиду большого количества экспериментальных точек на рисунке они не приведены.

Фрактографический анализ осколков выявил следующие особенности разрушения преград.

Все исследованные осколки имели ромбовидную или прямоугольную (квадратную) формы (рис. 2). Вид поверхностей разрушения свидетельствовал как о наличии квазихрупкого рельефа излома образцов, так и о фарфоровидном виде рельефа. При этом доля фарфоровидного рельефа увеличивалась с ростом скорости удара и при скорости V_0 = 280 м/с доля фарфоровидного излома составляла 100%. Таким образом, можно сделать заключение, что при небольших скоростях удара независимо от количества отверстий в ударнике хрупкое разрушение сопровождается микропластической деформацией.



а *б*

в

Рис.2. Формы осколков и вид разрушения: V_0 = 168 м/с (*а*), 200 м/с (*б*), 280 м/с (*в*)

Практически во всех квазихрупких рельефах изломов обнаружено от двух до четырёх последовательных зон, в пределах которых менялась скорость распространения фронта повреждения (скорость трещины) и локализация сопутствующей деформации. Количество зон связано с количеством отверстий в ударнике, т.е. можно предполагать, что остановки трещин связаны со сменой напряжённо-деформированного состояния. Очевидно, что чем больше отверстий в ударнике, тем интенсивнее происходит интерференция волн напряжения и, соответственно, смена механизмов напряженно-деформированного состояния. При фарфоровидном изломе количество, зон независимо от количества отверстий в ударнике, снижается либо до двух, либо присутствует только одна зона излома, т.е. магистральная трещина распространяется без остановок.

На некоторых осколках наблюдались случаи вторичной фрагментации (рис. 2*б* и 2*в*), что указывает на усиление фрагментации за счёт опять-таки интерференции упруго-пластических волн. Такое усиление фрагментации и приводит, очевидно, к необычным законам распределения.

На основании полученных результатов можно сделать обобщающий вывод о сложном характере механизмов фрагментации мишеней и законов распределения осколков (фрагментов) по массе в случае удара по мишеням диско-ударников с отверстиями.

Список литературы

1. Яновский В.В., Тур А.В., Куклина О.В. Универсальные элементы фрагментации // ЖЭТФ. 2010. Т. 137. Вып. 5. С. 986 – 1003.
2. Ботвина Л.Р. Критерий динамический фрагментации, отражающий влияние состава, механический свойств материала и условий нагружения // Деформация и разрушение материалов. 2010. № 12. С. 15 – 22.

МИКРОСТРУКТУРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕОБРАТИМОЙ ДЕФОРМАЦИИ СПЛАВОВ С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ

Волков А.Е., Евард М.Е., Беляев Ф.С.

Санкт-Петербургский государственный университет,
г. Санкт-Петербург, Россия,
volkov@math.spbu.ru

Разработана новая микроструктурная модель сплавов с памятью формы (СПФ), основанная на принципах, изложенных в работе [1]. Предметом описания модели является представительный объем, который состоит из зерен с различными ориентациями кристаллографических осей. Зерна в свою очередь состоят из аустенита и бейновских ориентационных кристаллографически эквивалентных вариантов мартенсита. Предполагается применимой гипотеза Райсса, согласно которой деформация представительного объема находится посредством усреднения деформации зерен. Пространственное усреднение заменено усреднением по ориентациям кристаллографических осей зерен поликристалла.

Деформация зерна складывается из упругой, термической, фазовой и микропластической деформаций. Упругая и термическая деформации вычисляются обычным образом по закону Дюгамеля – Неймана. Для описания фазовой деформации вводится набор внутренних переменных Φ_n, таких что Φ_n/N есть объемная доля n-го варианта мартенсита в зерне (N – число вариантов мартенсита). Для расчета эволюции этих переменных применяется термодинамический подход, подробно описанный в [2].

В данной модели учитывается рост мартенсита в виде согласованных пар, что позволяет более точно описать обратимую фазовую деформацию. Взаимодействие вариантов описывается потенциалом «смешивания» - частью потенциала Гиббса, отвечающей за энергию взаимодействия фаз:

$$G^{mix} = \frac{\mu}{2}\sum_{m,n} A_{mn}(\Phi_m - b_m)(\Phi_n - b_n).$$

Такой вид потенциала «смешивания» определяет рост энергии взаимодействия фаз при возрастании несовместности фазовой деформации, вследствие образования мартенситных вариантов. Величину этой энергии определяет материальная постоянная μ, а матрица A_{mn} позволяет учесть взаимодействие вариантов мартенсита, которое в никелиде титана приводит к образованию согласованных пар. Переменные b_n представляют собой плотности ориентированных дефектов, связанных с ростом n-го варианта мартенсита и уменьшающих упругую энергию взаимодействия.

Растущий мартенситный кристалл создает межфазные напряжения, вызывающие микропластическую деформацию, частично компенсирующую фазовую деформацию. Для описания микропластической деформации используется набор переменных ε_n^p, соответствующих каждому из вариантов мартенсита. С учетом сказанного для микропластической деформации зерна принято следующее выражение:

$$\varepsilon^{gr\,MP} = \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N} \kappa\varepsilon_n^p D^n,$$

где κ – масштабирующий коэффициент, определяющий, как меняется деформация при изменении ее микроскопической меры ε_n^p; D^n–тензор бейновской деформации n-го варианта мартенсита.

Микропластическая деформация приводит к образованию ориентированных дефектов, создающих дальнодействующие поля напряжений. К таким дефектам можно от-

нести, например, дислокационные петли в зонах сдвига вблизи мартенситных пластин. Кроме того, при деформации также образуются рассеянные дефекты, не создающие дальнодействующих полей напряжений. Примером таких дефектов являются дефекты, образующиеся при взаимном пересечении дислокаций или огибании ими препятствий. Для описания развития ориентированных (b_n) и рассеянных (f) дефектов предложены эволюционные уравнения:

$$\dot{b_n} = \dot{\varepsilon}_n^p - \frac{|b_n|}{\beta^*}\dot{\varepsilon}_n^p H\left(b_n\dot{\varepsilon}_n^p\right); \quad \dot{f} = \sum_{m=1}^{N}\left|\dot{\varepsilon}_m^p\right| + r_1(f - f_0)\dot{\Phi}_M H\left(-\dot{\Phi}_M\right),$$

где β^*; r_1; f_0 – материальные постоянные, H –функция Хевисайда, Φ_M – объемная доля мартенсита в зерне. В уравнении для ориентированных дефектов первое слагаемое отвечает за образование новых дефектов, а второе за их выход на поверхность тела. В уравнении для рассеянных дефектов первое слагаемое описывает их образование, а второе – залечивание при обратном превращении.

Условия микропластического течения для каждого из вариантов формулируются по аналогии с теорией течения в одномерном случае с изотропным и трансляционным упрочнением, при этом роль напряжений играет обобщенная сила F_n^p, а роль деформации – ее мера ε_n^p.

$$\left|F_n^p - F_n^\rho\right| = F^y, \quad d\left|F_n^p\right| > 0,$$

где F_n^p – обобщенная термодинамическая сила, вызывающая микропластическую деформацию:

$$F_n^p = -N\frac{\partial G}{\partial b_n} = \mu\sum_{m=1}^{N} A_{mn}(\Phi_m - b_m).$$

Величины F_n^ρ и F^y определяют трансляционное и изотропное упрочнение. Предполагается, что трансляционное упрочнение связано с образованием ориентированных дефектов, а изотропное – рассеянных дефектов. Приняты простейшие уравнения, связывающие два вида упрочнения с плотностями дефектов:

$$F_n^\rho = a_\rho b_n; \quad F^y = a_y f,$$

где a_ρ и a_y - материальные постоянные.

Для описания разрушения предложен критерий разрушения, учитывающий влияние действующего напряжения, плотностей деформационных дефектов и поврежденность материала:

$$k_1\frac{\mathrm{tr}(\sigma)}{3} + \left(1 + k_2\frac{b_n}{\beta^*}\right)T_\sigma = \frac{\tau_F}{1 + Ap}.$$

Здесь tr(σ) и T_σ – след и интенсивность тензора напряжений σ; τ_F – предел прочности материала на сдвиг; p – поврежденность; k_1, k_2, A, β^* – материальные постоянные. Критерий учитывает влияние гидростатического давления, ориентированных дефектов, а также снижение предела прочности из-за поврежденности материала.

При моделировании необратимой деформации наиболее интересным является описание недовозврата при циклическом термомеханическом нагружении. С ростом числа циклов происходит упрочнение, недовозврат падает и накопление необратимой деформации замедляется. На рис. 1 представлены рассчитанные зависимости недовозврата деформации от номера цикла при термоциклировании под постоянным напряжением 200 МПа (а) и 50 МПа (б) в сравнении с экспериментальными данными [3].

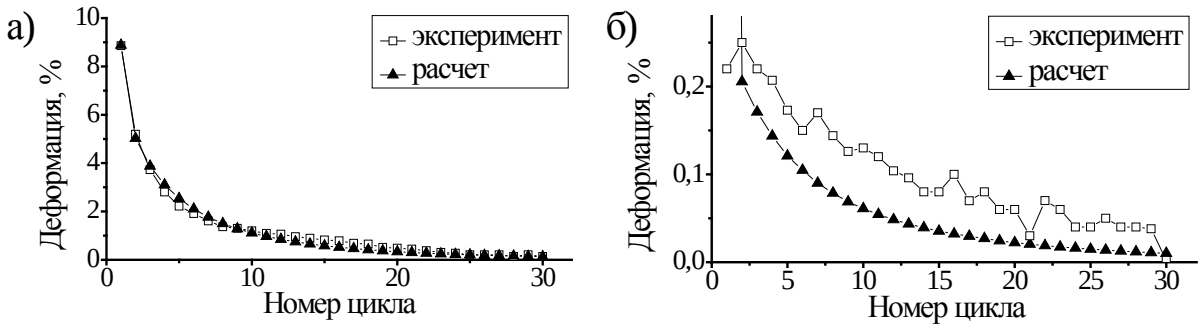


Рис. 1. Зависимости необратимой деформации в цикле от номера цикла при термоциклировании под напряжением 200 МПа (*а*) и 50 МПа (*б*)

С помощью предложенного критерия прочности было рассчитано число циклов до разрушения при термоциклировании через температурный интервал мартенситного превращенияпод постоянным напряжением. Полученные расчетные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными [4] (рис. 2).

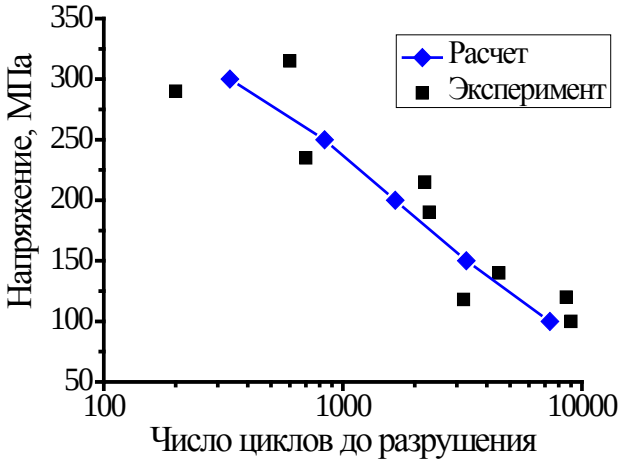


Рис. 2. Число циклов до разрушения образцов из никелида титана при термоциклировании в зависимости от приложенного напряжения

Список литературы

1. Волков А.Е. Микроструктурное моделирование деформации сплавов при повторяющихся мартенситных превращениях. // Изв. Академии Наук. Сер. Физическая. 2002. Т.66, № 9. С. 1290 – 1297.
2. Aleksandr E. Volkov, Fedor S. Belyaev, Margarita E. Evard and Natalia A. Volkova Model of the Evolution of Deformation Defects and Irreversible Strain at Thermal Cycling of Stressed TiNi Alloy Specimen // MATEC Web of Conferences. 2015. V. 33. art. 03013. 5p. DOI: http://dx.doi.org/10.1051/matecconf/20153303013
3. S.Belyaev, N. Resnina, A. Sibirev. Accumulation of Residual Strain in TiNi Alloy During Thermal Cycling //Journal of Materials Engineering and Performance, 2014,Vol.23,pp 2339-2342.
4. Беляев С.П., Кузьмин С.Л., Лихачев В.А., Ковалев С.М. Деформация и разрушение никелида титана под действием теплосмен и напряжения // Физика металлов и металловедение, 1987, т. 63, вып. 5, с. 1017-1023.

ЗАВИСИМОСТЬ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИ ОБРАБОТАННОГО НИКЕЛИДА ТИТАНА ОТ РАЗМЕРА СТРУКТУРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ АУСТЕНИТА

Полякова К.А, Рыклина Е.П., Прокошкин С.Д.

Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», г. Москва, Россия
vachiyan@yandex.ru

Анализ публикаций, посвященных структурообразованию и функциональным свойствам (ФС) сплавов с памятью формы (СПФ), показывает, что не только тип образующейся при термомеханической обработке (ТМО) структуры аустенита (полигонизованной, рекристаллизованной, их смеси), но и размер рекристаллизованных зерен и субзерен полигонизованной субструктуры может оказывать влияние на характеристики эффекта памяти формы (ЭПФ) [1–5]. Однако данные о размерах структурных элементов разных типов ограничены и не оптимизированы; в пределах одного состава сплава не учтено влияние размера зерна в нано- и субмикрометрическом диапазонах. Целью настоящего исследования было определение влияния размера зерен и субзерен в разных типах структуры B2-аустенита, сформировавшихся в результате ТМО по схеме «низкотемпературная ТМО (НТМО) + последеформационный отжиг (ПДО)», на характеристики формовосстановления сплава Ti–50.7 ат.%Ni.

Исследовали проволоку диаметром 0.3 мм, полученную холодным волочением с истинной деформацией e = 0.6 (НТМО) с последующим ПДО при 430°С (1–10 ч), 600, 700 и 800°С (20 мин – 1 ч) и охлаждением в воде для получения разного размера структурных элементов (зерен и субзерен) B2–аустенита.

Структурные исследования выполняли в ЦКП НИТУ «МИСиС» с помощью растрового электронного микроскопа JSM-6460LV и просвечивающего электронного микроскопа JEM-2100. Средний размер зерен и субзерен определяли методом случайных секущих. Дифференциальную сканирующую калориметрию проводили на калориметре Mettler Toledo[1].

Наведение ЭПФ и обратимого ЭПФ (ОЭПФ) осуществляли изгибом при деформировании через R→B19′–превращение. Эта схема позволяет получить наиболее высокий комплекс функциональных характеристик СПФ Ti–Ni [6, 7]. Величину полной наводимой деформации ε_t варьировали в интервале 12 – 19 %.

По данным просвечивающей электронной микроскопии в условиях ПДО при 430°С в течение 1, 3 и 10 ч формируется смешанная структура аустенита, состоящая из наноразмерных субзерен полигонизованной (“наносубзеренной“) субструктуры (НСС) и зерен нанокристаллической структуры (НКС). Время выдержки оказывает выраженное влияние на размер структурных элементов, который увеличивается от 30 до 90 нм при увеличении времени выдержки от 1 до 10 ч. При этом зерна НКС претерпевают нормальный рост, а рекристаллизация в полигонизованной субструктуре еще не развивается.

На микроэлектронограммах после отжига 1 ч кроме кольцевых линий матричной фазы B2 определяются индивидуальные рефлексы (111) и (101) фазы Ti_3Ni_4, которые становятся более четкими – после отжига 3 и 10 ч. Обнаружение присутствия фазы Ti_3Ni_4 в нанокристаллическом аустените принципиально важно, поскольку оно в совокупности с данными работы [8] опровергает заключение работы [9] об отсутствии выделения фазы Ti_3Ni_4 при размере зерна аустенита меньше 200 нм.

[1] Авторы выражают благодарность д.ф.-м.н. Н.Н. Ресниной за помощь в проведении калориметрических исследований.

Увеличение размера элементов структуры с 30 до 60 нм практически не сопровождается изменениями ФС, дальнейший рост структурных элементов до 90 нм влияет на величину ФС сплава Ti–50.7ат.% Ni.

ПДО в интервале температур 600–800°С после НТМО приводит к формированию полностью зеренной структуры аустенита, как вследствие роста зерен НКС, так и рекристаллизации. Размер зерна B2-аустенита увеличивается с 5.5 мкм (600°С, 1 ч)[2] до 11.5 мкм (700°С, 20 мин) и далее до 15.5 мкм (800°С, 1 ч).

Размер рекристаллизованного зерна аустенита оказывает влияние на величину и характер эволюции функциональных характеристик ЭПФ и ОЭПФ сплава Ti–50.7ат.%Ni с изменением величины полной наводимой деформации. На рис. 1 представлена зависимость ФС от размера зерна/субзерна полигонизованной субструктуры и зерна нанокристаллической, субмикрокристаллической и рекристаллизованной структур аустенита (в логарифмических координатах по оси абсцисс) при полной наводимой деформации ε_t 16%.

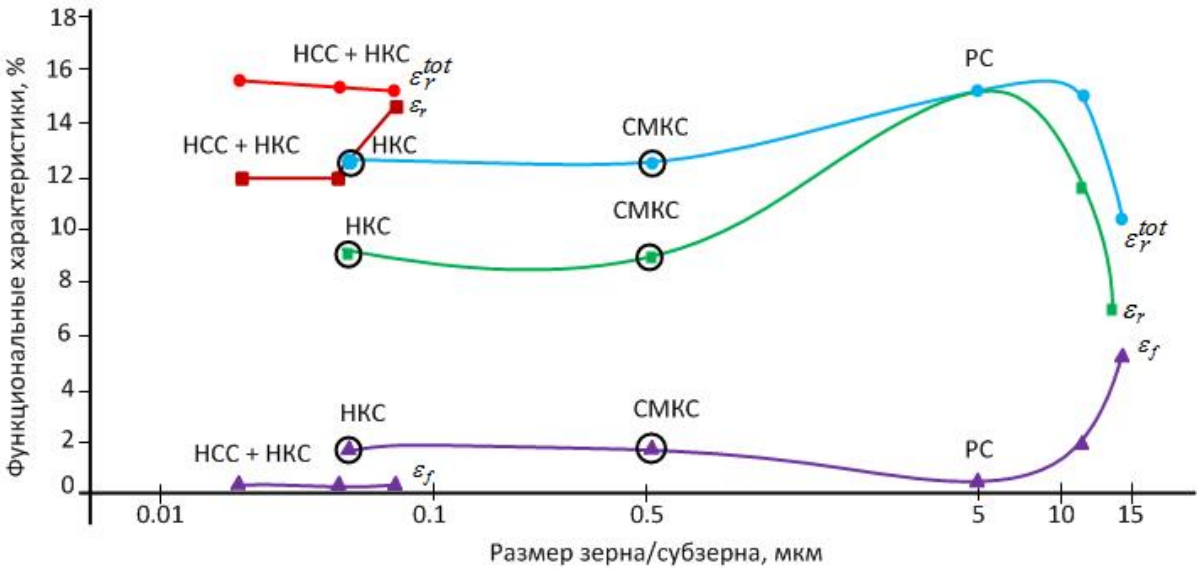


Рис. 1. Закономерности изменения функциональных свойств с ростом размера зерна/субзерна при ε_t = 16%. Экспериментальные точки из работ [3, 5] выделены дополнительным символом О. ● – ε_r^{tot}, ■ – ε_r, ▲ – ε_f

Полученные результаты позволяют проследить изменение величин обратимой деформации и полной обратимой деформации (сумма обратимой и упругой деформаций) с изменением размера зерна/субзерна. Максимальные значения ε_r^{tot} = 15.0 – 15.5% соответствуют смешанной структуре НСС + НКС с размером структурных элементов 30 – 90 нм и рекристаллизованной структуре с размером зерна 5.5 – 11.5 мкм.

Анализ результатов проведенных исследований позволил установить следующее:

– увеличение времени изотермического отжига сплава Ti–50.7 ат.%Ni при температуре 430°С с 1 до 10 часов приводит к увеличению размера структурных элементов с 30 до 90 нм в смешанной структуре B2–аустенита, состоящей из наносубзерен полигонизованной дислокационной субструктуры и зерен с нанокристаллической структурой. Уве-

[2] Размер рекристаллизованного зерна оценивали по снимкам, полученным методом РЭМ, на которых зерна размером 1–2 мкм не определяются, поэтому их вклад в приведенных результатах не учтен

личение температуры отжига с 600 до 800°С (1 ч) приводит к росту рекристаллизованного зерна с 5.5 до 15.5 мкм.

– максимальная обратимая деформации ε_r = 15.5 ± 0.5 % реализуется после отжига при 600°С, 1 ч (рекристаллизованная структура) при размере рекристаллизованного зерна 5.5 мкм и после НТМО + ПДО 430°С, 10 ч (смесь нанокристаллической и наносубзеренной структур) при размере структурных элементов 90 нм. Максимальное значение обратимой деформации ОЭПФ ε_{TW}=2.2 % реализуется в сплаве со смешанной структурой и размером структурных элементов 90 нм (ПДО 430°С, 10 ч) при полной наводимой деформации 19% и в рекристаллизованной структуре с размером зерна 5.5 мкм (отжиг 600°С, 1 ч) и 11 мкм (отжиг 700°С, 20 мин).

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (уникальный идентификатор проекта RFMEFI57514X0094).

Список литературы

1. Рыклина Е.П., Прокошкин С.Д., Чернавина А.А., Перевощикова Н.Н. Исследование параметров ЭПФ и ОЭПФ, наведенных термомеханической тренировкой в сплаве Ti-Ni // Журнал функциональных материалов, 2008. Т. 2. № 2. С. 60–66.
2. Ryklina E.P., Prokoshkin S.D., Chernavina A.A. Shape memory behavior of nano structured Ti-Ni alloy. Proc. 8th European Symposium on Martensitic Transformations, ESOMAT 2009, 07–11.09.2009, Prague, EDP sciences, 2009, DOI: 10.1051/esomat/200905025, p. 1-6.
3. Рыклина Е.П., Прокошкин С.Д., Чернавина А.А. Особенности реализации аномально высоких эффектов памяти формы в термомеханически обработанных сплавах Ti–Ni // Материаловедение. 2012 г. № 11. С. 23–30.
4. Ryklina E.P., Prokoshkin S.D., Kreytsberg A.Y Abnormally high recovery strain in TiNi-based shape memory alloys // Journal of Alloys and Compounds. 2013. V. 577 (Suppl.1). P. 255–258.
5. Рыклина Е.П., Прокошкин С.Д., Крейцберг А.Ю. Возможности достижения аномально высоких параметров ЭПФ сплава Ti–50.7 ат. % Ni в различных структурных состояниях аустенита // Известия РАН. Серия физическая. 2013. том 77. № 11. С. 1653–1663.
6. Ryklina E.P., Shirokov A.V., Vachiyan K.A. Conditions for realization of abnormally high recovery strain in nanostructured titanium nickelide // Machines, technologies, materials". 2012. P. 6–28.
7. Рыклина Е.П., Широков А.В., Вачиян К.А. Исследование влияния исходного фазового состояния при наведении эффектов памяти формы на их реализацию в сплаве Ti–50,7 ат.%Ni // Труды 10-й Международной научно-технической конференции «Современные металлические материалы и технологии (СММТ’13), Санкт-Петербург, 2013. С. 635–640.
8. Куранова Н.Н., Гундеров Д.В., Уксусников А.Н., Лукьянов А.В., Юрченко Л.И., Прокофьев Е.А., Пушин В.Г., Валиев Р.З. Влияние термообработки на структурные и фазовые превращения и механические свойства сплава TiNi, подвергнутого интенсивной пластической деформации кручением // ФММ. 2009. Т. 108. №6. С. 589–601.
9. Prokofiev E., Burow J., Payton E., Zarnetta R., Frenzel J., Gunderov D., Valiev R., Eggeler G. Suppression of Ti_3Ni_4 Precipitation by grain size Refinement in Ni-Rich NiTi Shape Memory Alloys //Advanced Engineering Materials. 2010. V. 12. No 8. P. 747–753.

СТАБИЛЬНАЯ МНОГОКРАТНООБРАТИМАЯ ДЕФОРМАЦИЯ СПЛАВА TiNi

Беляев С.П., Поникарова И.В., Реснина Н.Н.

Санкт-Петербургский государственный университет, г. Санкт-Петербург, Россия
ivp2001@yandex.ru

Эффект обратимой памяти формы наблюдается при термоциклировании в свободном состоянии предварительно деформированных образцов сплавов с эффектом памяти формы. Для реализации этого эффекта необходимо предварительно сформировать в сплавах с памятью формы внутренние ориентированные напряжения, путем активной деформации образца при постоянной температуре либо при термоциклировании образца через температурный интервал мартенситного перехода под напряжением. Известно, что эти напряжения могут релаксировать при повторяющихся теплосменах, что приводит к деградации эффекта обратимой памяти формы (ЭОПФ) и изменению температур мартенситных превращений.

В работе [1] предполагается, что релаксация внутренних напряжений при термоциклировании происходит вследствие перестройки дислокационной структуры во время прямого и обратного мартенситного превращения. В то же время, в работе [2] было обнаружено, что процесс релаксации происходит только при нагревании и можно предположить, что он является термически активируемым. В этом случае функциональные свойства образца должны зависеть от максимальной температуры в цикле, так как чем больше температура, тем выше подвижность дислокаций и, как результат, выше скорость релаксации внутренних напряжений и деградации ЭОПФ. В связи со сказанным, целью настоящей работы явилось изучения влияние максимальной температуры в цикле на параметры эффекта обратимой памяти формы при термоциклировании сплава $Ti_{50}Ni_{50}$.

Для проведения экспериментов использовали цилиндрические образцы Ti–50.0 ат. %Ni диаметром рабочей части d = 4 мм и длиной 30 мм. Образцы закаливали в воде после выдержки при 1173 К 20 минут и отожигали при 773 К 2 часа. Мартенситные превращения в отожженном сплаве $Ti_{50}Ni_{50}$ изучали методом дифференциальной сканирующей калориметрии при охлаждении и нагревании в температурном интервале 420 К-300 К со скоростью 10 К/мин на установке “METTLER TOLEDO 822e”. Калориметрические кривые показали, что прямой B2 $\rightarrow$ B19’ переход при охлаждении реализуется при температурах M_s = 332 К, M_f = 310 К, а обратный B19´ $\rightarrow$ B2 переход при нагревании имеет место при температурах A_s = 340 К, A_f = 363 К.

Для того, чтобы инициировать эффект обратимой памяти формы образцы при комнатной температуре деформировали в режиме кручения до 12% и разгружали. Величина деформации после разгрузки составляла 10%± 0.3 %. Затем образцы нагревали до температуры T*, которая была выше, чем A_f – температура окончания обратного мартенситного превращения, чтобы реализовать эффект памяти формы. Величина эффекта памяти формы была равна 7.7 % ± 0.2 %, что составляет примерно 2 – 2.2 % от необратимой деформации, которая оставалась в образце после нагрева. Затем образцы были подвергнуты 10 термоциклам в ненапряженном состоянии в температурном интервале T*–300 К. Для того, чтобы изучить влияние температуры T* (максимальной температуры в цикле) на параметры эффекта обратимой памяти формы было проведено 6 серий экспериментов, в которых T* была равна 440, 460, 490, 550, 600, 650 К.

На рисунке 1 представлена зависимость величины эффекта обратимой памяти формы от номера термоцикла, полученная в сплаве TiNi при термоциклировании в интервале 440 К – 300 К. Видно, что при термоциклировании величина $\gamma^{ОПФ}$ возрастает от 1.46 % до 1.51 % за первые несколько циклов и далее не меняется (Рис. 1а). Поскольку величина эффекта обратимой памяти формы не меняется, то можно заключить, что при

термоциклировании сплава $Ti_{50}Ni_{50}$ в температурном интервале 440 К-300 К деградации эффекта обратимой памяти формы не происходит.

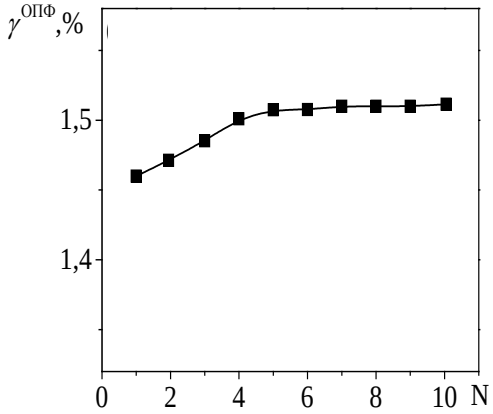


Рис. 1. Зависимость величины эффекта обратимой памяти формы от числа термоциклов в интервале температур 440–300 К

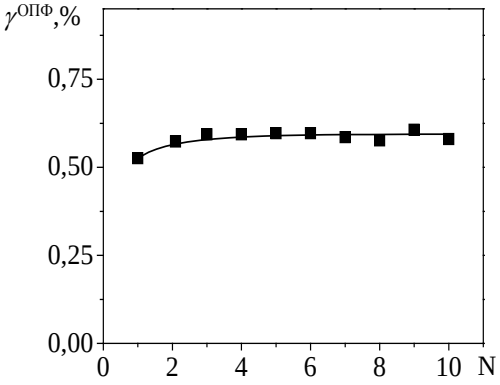


Рис. 2. Зависимость величины эффекта обратимой памяти формы от числа циклов, полученных в сплаве $Ti_{50}Ni_{50}$, при термоциклировании в интервале температур 600–300 К

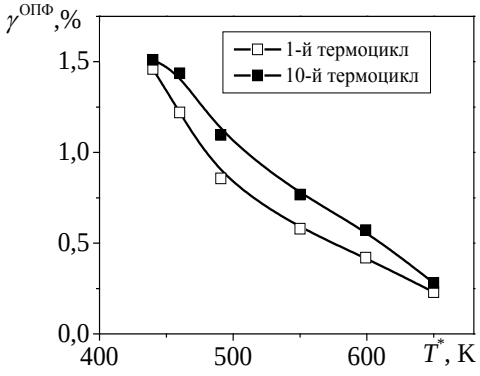


Рис. 3. Зависимость величины ЭОПФ в 1-м и 10-м термоциклах от максимальной температуры в цикле *T**

На рисунке 2 представлена зависимость величины эффекта обратимой памяти формы от номера цикла, полученная при термоциклировании сплава $Ti_{50}Ni_{50}$ в температурном интервале 600–300 К. Видно, что величина эффекта обратимой памяти формы уменьшается примерно в 3 раза по сравнению с величиной ЭОПФ, измеренной при термоциклировании в температурном интервале 440–300 К (рис. 1) и составляет 0.52% в первом цикле. В первых четырех циклах это значение увеличивается до 0.59% и при последующем термоциклировании не меняется (рис. 2). Величина ЭОПФ, измеренная при термоциклировании при *T** = 600К, значительно меньше, чем величина ЭОПФ, измеренная при термоциклировании при *T** = 440К. Несмотря на то, что повышение *T** приводит к снижению величины ЭОПФ, термоциклирование сплава $Ti_{50}Ni_{50}$ в температурном интервале 600–300 К не приводит к его деградации. Установлено, что температуры превращений уменьшаются при термоциклировании, как в температурном интервале 440–300К, так и в интервале 600–300 К.

На рисунке 3 представлены зависимости величины эффекта обратимой памяти формы, измеренной в первом и десятом термоциклах, от максимальной температуры T^*. Видно, что увеличение максимальной температуры в цикле приводит к уменьшению величины эффекта обратимой памяти формы. Очевидно, что это обусловлено тем, что при первом нагревании до температуры *T** ориентированные внутренние напряжения уменьшаются за счет перестройки дислокационной структуры и уменьшения плотности дислокаций. Вместе с тем, необходимо отметить, что нагревание до температуры *T** в последующих термоциклах не приводит к уменьшению внутренних ориентированных напряжений, поскольку деградации эффекта памяти формы при термоциклировании не обнаружено и величина ЭОПФ, измеренная в 10-м термоцикле, всегда больше той же величины, определенной в 1-м термоцикле.

В таблице 1 показано влияние максимальной температуры в цикле *T** на температуры мартенситных превращений, измеренные в 1-м и 10-м термоциклах. Видно, что увеличение температуры T* приводит к увеличению всех температур мартенситных превращений, что обусловлено уменьшением плотности дефектов. В тоже время, независимо от T* все температуры мартенситных превращений при термоциклировании уменьшаются. Причиной этого является нарастание плотности дефектов при термоциклировании.

Таблица 1. Температуры превращений, измеренные в первом и десятом термоциклах при термоциклировании сплава $Ti_{50}Ni_{50}$, в температурном интервале с различным значением максимальной температуры в цикле *T**

*T**, K	1-й термоцикл				10-й термоцикл			
	M_s, K	M_f, K	A_s, K	A_f, K	M_s, K	M_f, K	A_s, K	A_f, K
440	330	318	357	398	327	315	355	390
460	331	317	362	399	325	316	362	395
490	333	314	363	400	325	316	361	396
550	335	321	365	404	328	318	364	397
600	337	323	367	404	332	323	365	399
650	346	330	370	412	333	327	371	407

Таким образом, результаты данной работы показали, что дислокационная структура, сформированная во время предварительного деформирования сплава $Ti_{50}Ni_{50}$ в мартенситном состоянии, приводит к формированию ориентированных внутренних напряжений, которые инициируют эффект обратимой памяти формы. Во время первого нагрева образцов до температуры *T** происходят процессы релаксации, которые приводят к перераспределению дислокаций и уменьшению их плотности. Как следствие, в первом цикле с ростом *T** величина ЭОПФ уменьшается, а температуры мартенситных переходов – возрастают. При дальнейшем термоциклировании образцов плотность дислокаций увеличивается из-за повторяющихся мартенситных превращений, что приводит к некоторому возрастанию величины ЭОПФ и уменьшению температур фазовых переходов. Вместе с тем, поскольку деградации эффекта обратимой памяти формы обнаружено не было, то это указывает на то, что процессы релаксации, происходящие при нагреве до температуры *T** в процессе термоциклирования, не влияют на величину внутренних ориентированных напряжений.

Список литературы

1. Atli K C, Karaman I, Noebe R D, Gaydosh D Mater. Sci. Eng. A 560 (2013) 653–666
2. Sibirev A, Belyaev S, Resnina N J. Alloys Compd. 661 (2016) 155–160

ВЛИЯНИЕ ИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ВЫДЕРЖКИ НА НЕОБРАТИМУЮ ДЕФОРМАЦИЮ СПЛАВА TiNi

Реснина Н.Н., Беляев С.П., Сибирев А.В., Грачева А.Г.

Санкт Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Россия
gracheva_a@mail.ru

В работе [1] было показано, что при нагревании сплава TiNi в процессе термоциклирования, в нем имеют место процессы релаксации, которые оказывают влияние на накопление необратимой деформации. В этом случае, выдержка при температурах выше температуры окончания обратного мартенситного превращения также должна сопровождаться релаксационными процессами и приводить к изменению параметров мартенситных переходов при термоциклировании. В связи с этим основной целью работы явилось изучения влияние температуры и длительности выдержки сплава на изменение необратимой деформации и эффекты памяти формы в сплаве TiNi.

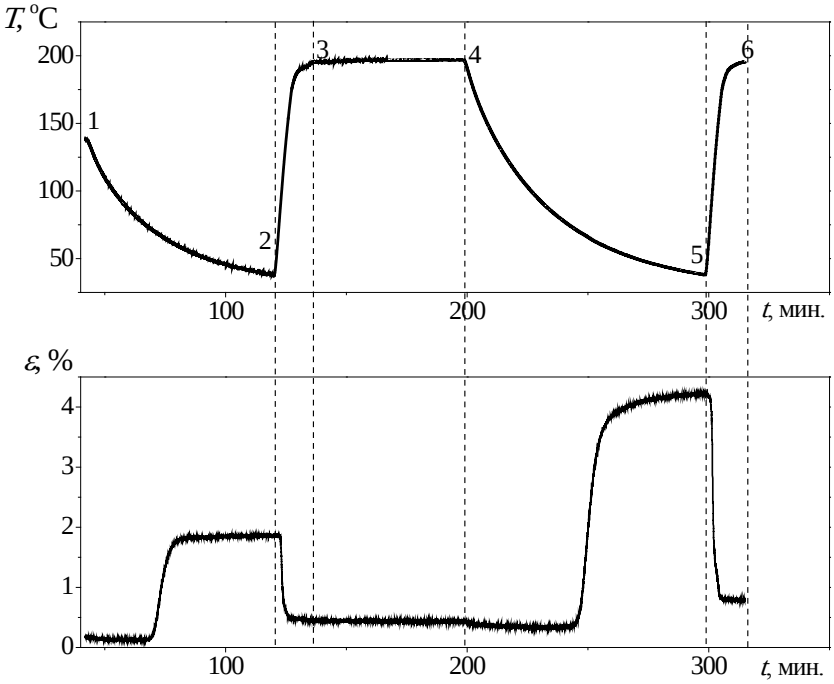


Рис. 1. Схема эксперимента: изменение температуры и деформации от времени при охлаждении под напряжением 50 МПа(1–2); нагревании до T^* (2–3); изотермической выдержки при T^* (3–4); охлаждении под напряжением 50 МПа (4–5); нагревании до 140 °С (5–6)

Для этого проволочные образцы сплава $Ti_{50}Ni_{50}$ устанавливали в захваты испытательной машины Lloyd 30k Plus, оснащенной криотермокамерой и видеоэкстензометром и проводили эксперимент, показанный на рисунке 1. Образец нагружали до напряжения 50 МПа при температуре 140 °С, при которой сплав TiNi находился в аустенитной B2 фазе, охлаждали под напряжением 50 МПа до температуры 30 °С, при которой сплав TiNi находился в мартенситной B19’ фазе (рис. 1, путь: 1–2), нагревали до температуры T^* (рис. 1, путь: 2-3), выдерживали при температуре T^* в течение времени t (рис. 1, путь: 3–4), охлаждали до температуры 30 °С (рис. 1, путь: 4–5), и вновь нагревали до температуры T^* (рис. 1, путь: 5–6). Таким образом, в образце реализовывали два термоцикла, между которыми осуществляли выдержку при максимальной температуре в цикле. Величина T^* составляла 130, 160 и 200 °С, длительность выдержки варьировали от 0 до 120

минут. При охлаждении под напряжением в сплаве накапливалась деформации за счет реализации эффекта пластичности превращения, а при последующем нагревании деформация частично восстанавливалась при реализации эффекта памяти формы. Поскольку восстановление деформации было неполным, то в образце накапливалась необратимая деформация. Величину восстановленной деформации в первом и втором циклах обозначали соответственно $\varepsilon_1^{ПФ}$ и $\varepsilon_2^{ПФ}$, а величину невосстановленной деформации – $\varepsilon^1_н$ и $\varepsilon^2_н$.

На рис.2*а* представлены зависимости отношения деформации, невосстановленной во втором цикле, к деформации, невосстановленной в первом цикле, от длительности выдержки при различных температурах *T**. Видно, что накопление необратимой деформации во втором цикле зависит, как от температуры *T**, при которой была осуществлена выдержка, так и от длительности выдержки. Так, выдержка при температуре 130 °С (на 30 °С выше $A_к$ – температуры окончания обратного перехода) приводит к тому, что необратимая деформация уменьшается при увеличении длительности выдержки. Следовательно, выдержка при этой температуре упрочняет сплав и препятствует движению дислокаций. Выдержка при температуре 160 °С не оказывает влияния на накопление деформации во втором термоцикле. Выдержка при температуре 200 °С способствует значительному возрастанию пластической деформации, которая накапливается в образце во втором цикле. Следовательно, выдержка при этой температуре сопровождается релаксационными процессами, которые облегчают дислокационное скольжение в последующем термоцикле. На рис. 2*а* видно, что увеличение необратимой деформации, накопленной во втором цикле, происходит при увеличении длительности выдержки до 60 минут. Дальнейшая выдержка при температуре 200 °С не оказывает заметного влияния на способность сплава к дислокационному скольжению.

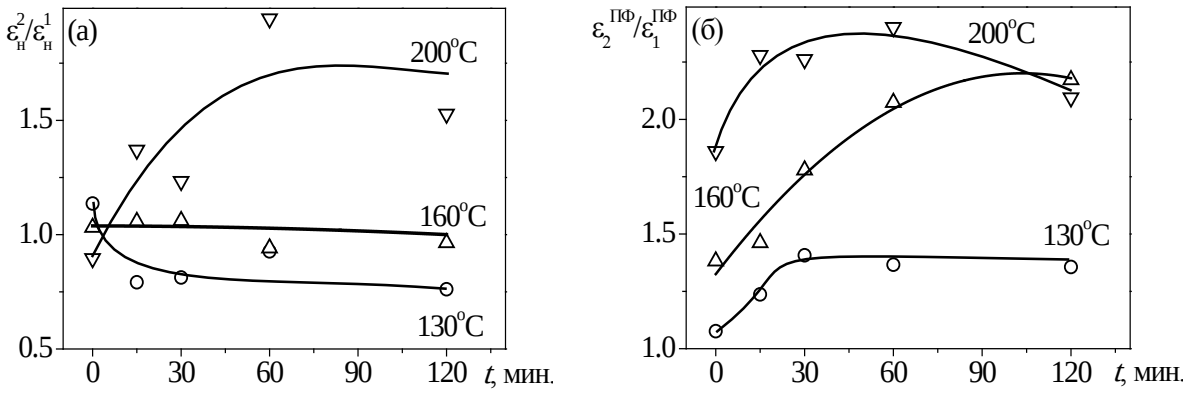


Рис. 2. Зависимости $\varepsilon^2_н/\varepsilon^1_н$ (*а*) и $\varepsilon_2^{ПФ}/\varepsilon_1^{ПФ}$ (*б*) от длительности выдержки при различных температурах *T**. Величина *T** указана у кривых

На рис. 2*б* представлены зависимости отношения деформации, восстановленной во втором цикле, к деформации, восстановленной в первом цикле, от длительности выдержки при различных температурах *T**. Видно, что выдержка при температуре *T** приводит к возрастанию обратимой деформации в цикле, при этом максимальное увеличение обратимой деформации во втором цикле наблюдается при выдержке при температуре 160 °С. Увеличение обратимой деформации с термоциклами связывают с проявлением эффекта тренировки, который обусловлен появлением в образце внутренних ориентированных напряжений, которые складываются с внешними напряжениями и вызывают появление большего количество ориентированных кристаллов мартенсита, по сравнению с первым циклом, что и является причиной возрастания обратимой деформации. Можно предполагать, что именно этот механизм ответственен за увеличение обратимой деформации после изотермической выдержки. Вместе с тем, причиной внутренних напряжений должны быть дефекты, появившиеся в сплаве в первом термоцикле. Это

неизбежно должно было привести к увеличению необратимой деформации. Однако на рис. 2*а* видно, что выдержка при температуре 160 °С не оказывает влияния на накопление необратимой деформации в первом цикле. Видимо, при этой температуре в сплаве увеличение плотности дефектов за счет термоциклирования компенсируется уменьшением плотности дефектов за счет релаксации, это приводит к тому, что величина необратимой деформации не меняется, а величина обратимой деформации - возрастает. Природа этого эффекта будет изучена дополнительно.

На рис. 3 представлены зависимости отношения деформации, невосстановленной во втором цикле, к деформации, невосстановленной в первом цикле, и отношения деформации, восстановленной во втором цикле, к деформации, восстановленной в первом цикле, от температуры *T**, полученные при различных выдержках. Видно, что увеличение температуры *T** само по себе – без выдержки – приводит к понижению необратимой деформации и увеличению эффекта памяти формы во втором цикле. Следовательно, можно заключить, что нагревание до высокой температуры позволяет увеличить обратимую деформацию и частично препятствует появлению необратимой деформации. Выдержка при высоких температурах оказывает слабое влияние на изменение обратимой деформации – чем выше температура выдержки, тем больше величина эффекта памяти формы. С другой стороны выдержка при высоких температурах облегчает появление необратимой деформации во втором цикле. На Рисунке 3а видно, что чем больше температура выдержки, тем больше необратимой деформации накапливается во втором цикле.

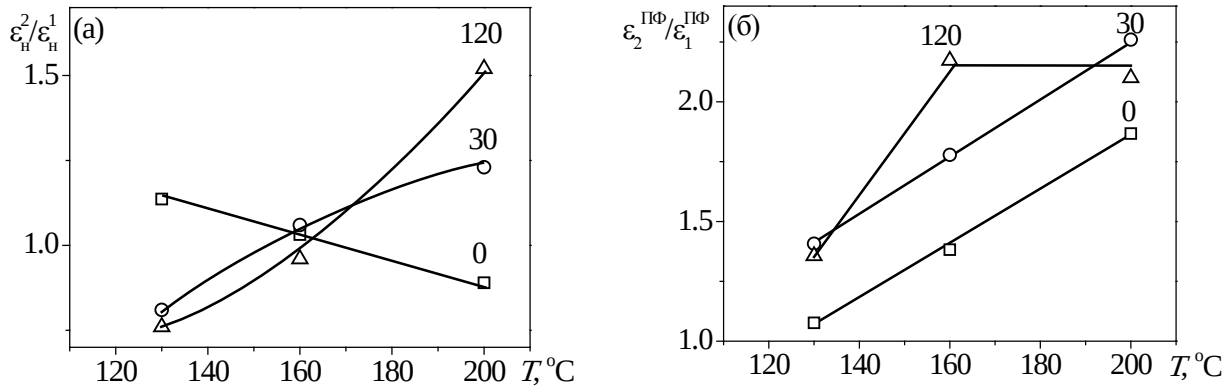


Рис. 3. Зависимости $\varepsilon^2_н/\varepsilon^1_н$ (*а*) и $\varepsilon_2^{ПФ}/\varepsilon_1^{ПФ}$ (*б*) от температуры *T**, полученные при различной длительности выдержки *t*. Величина *t* указана у кривых в минутах

Таким образом, результаты работы показали, что выдержка при температурах выше температуры $А_к$ облегчает дислокационное скольжение, т.е. приводит к частичному разупрочнению сплава. Следствием этого является возрастание необратимой деформации, появляющейся в сплаве TiNi во втором цикле. Вместе с тем, величина обратимой деформации во втором цикле также увеличивается. Причина этого явления не ясна и требует дополнительного исследования.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ № 16-31-60043 мол_а_дк

Список литературы

1. Sibirev A., Belyaev S., Resnina N., J. Alloys Compd. 661 (2016) 155-160

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРА ЗЕРНА НА МЕХАНИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ СПЛАВА TiNi, ПОДВЕРГНУТОГО ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ И ТЕРМООБРАБОТКЕ

Беляев С.П.[1], Зельдович В.И.[2], Пилюгин В.П.[2], Реснина Н.Н.[1], Фролова Н.Ю.[2], Глазова Д.И.[1]

[1]Санкт Петербургский государственный университет, Санкт Петербург, Россия,
[2]Институт физики металлов им. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия
dianka95@gmail.com

Известно, что изменение размера зерна в субмикронном и нанометровом диапазоне в сплавах, в том числе и в сплавах с памятью формы на основе TiNi, оказывает влияние на их механическое поведение и функциональные свойства [1]. Как правило, для получения сплавов с наноразмерным зерном материалы подвергают аморфизации за счет интенсивной пластической деформации и последующей термообработке, в процессе которой сплавы кристаллизуются. Варьируя параметры термообработки удается направленно менять размеры зерен от десятков до сотен нанометров. Уменьшение среднего размера зерна приводит к повышению прочности и снижению пластичности, что обусловлено торможением скользящих дислокаций на границах зерен и/или инициированием других механизмов пластической деформации [2]. Особенность механического поведения материалов с памятью формы состоит в том, что в них могут реализоваться два особых канала неупругой деформации: мартенситное превращение (в аустенитном состоянии) и переориентация мартенситных вариантов (в мартенситном состоянии). В настоящее время, влияние изменения размера зерна в субмикронном диапазоне на свойства сплавов с мартенситной неупругостью не установлено. В связи с этим целью настоящей работы явилось исследование механического поведения сплава TiNi с памятью формы с субмикронной зеренной структурой.

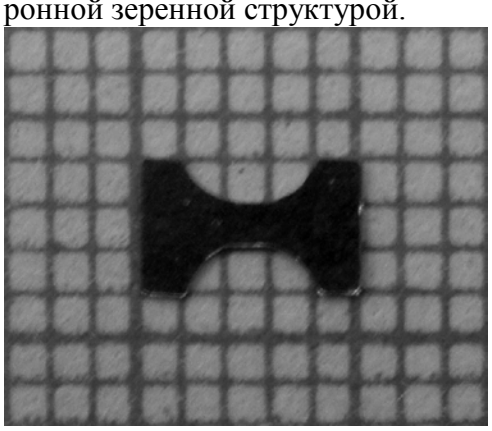


Рис. 1. Фотография образца для механических испытаний

В качестве объектов исследования были выбраны образцы сплава Ti – 50.2 ат. % Ni, подвергнутые аморфизации сдвигом под давлением и нагреванию до различных температур, что позволило сформировать в них различную структуру со средним размером зерна, варьируемым от 20 до 500 нм (более подробно процесс формирования структуры описан в [3]). Из дисков диаметром 6 мм были вырублены в специальном штампе образцы в форме лопаток с рабочей длиной 1 мм для механических испытаний. На рис. 1 представлена фотография образца на фоне масштабной подложки. Образцы крепили в специальные держатели, которые устанавливали в захваты испытательной машины Lloyd 30k Plus, оснащенной видеоэкстензометром для измерения деформации и криотермокамерой для проведения испытаний при различных температурах. Образцы деформировали со скоростью 0,01 мм/мин до разрушения с промежуточными разгрузками при двух температурах 130 ^{o}C – при которой весь объем сплава TiNi находился в аустенитном состоянии, и при 25 ^{o}C – при которой структура образцов была различной в зависимости от размера зерен, сформированных при кристаллизации. При 25 ^{o}C зерна диаметром до 10 нм а диаметром свыше 80 нм – в мартенситной B19’ фазе.

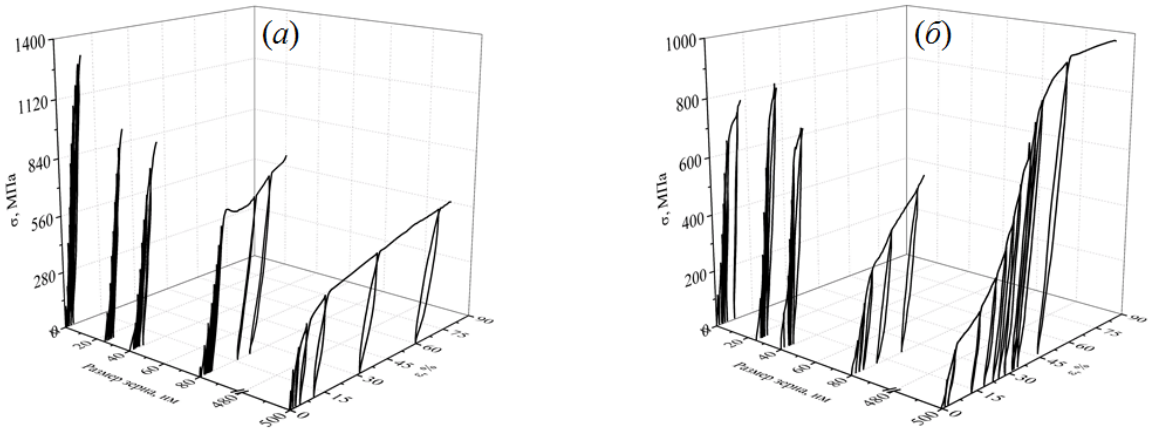


Рис. 2. Диаграммы деформирования образцов сплава Ti – 50.2 ат. % Ni с различным средним размером зерна, полученные при температуре 130 °С (*а*) и 25 °С (*б*)

На Рисунке 2 представлены диаграммы деформирования образцов сплава Ti – 50.2 ат. % Ni с различным средним размером зерна, полученные при температуре 130 °С (*а*) и 25 °С (*б*). Видно, что вне зависимости от размера зерна эффект псевдоупругости – восстановление значительной неупругой деформации при разгрузке, не наблюдается. При всех температурах разгрузка осуществляется преимущественно линейно. По всей видимости, это обусловлено тем, что выбранный сплав близок по составу к эквиатомному сплаву TiNi, в котором эффект псевдоупругости не реализуется. Предполагается, что это обусловлено низким пределом дислокационного скольжения, и что повышение дислокационного предела текучести позволит реализовать псевдоупругое поведение сплава TiNi. Вместе с тем, полученные результаты показывают, что, несмотря на то, что уменьшение размера зерна способствует возрастанию дислокационного предела текучести, это не привело к наблюдению псевдоупругого возврата деформации при разгрузке. На Рисунке 2 б видно, что в образцах с крупным размером зерен (500 нм), на диаграмме деформирования присутствуют два предела текучести, первый из которых связан с переориентацией мартенситных кристаллов, а второй – с дислокационным скольжением [4]. Уменьшение размера зерна приводит к тому, что протяженность первой площадки на диаграмме деформирования, которая обусловлена переориентаций мартенсита, значительно уменьшается. Это в первую очередь связано с тем, что в образцах с размером зерна 500 нм при температуре 25 °С существует B19’ фаза, переориентация мартенситных вариантов в которой позволяет реализовать до 10 % неупругой деформации, а в образцах с размером зерна менее 80 нм – преимущественно присутствует R фаза, переориентация вариантов в которой сопровождается деформацией, не превышающей 1,5 %.

По диаграммам деформирования, представленным на рисунке 2, были определены предел прочности – как максимальное напряжение, при котором происходит разрушение образца, максимальная деформация до разрушения и дислокационный передел текучести. Последний параметр определен только по диаграммам, полученным при температуре 130 °С, поскольку при этой температуре все образцы находились в аустенитном состоянии, а при температуре 25 °С – в различных фазах, что могло оказывать дополнительное влияние на напряжение начала дислокационного скольжения.

На рис. 3 представлены зависимости предела прочности и предела текучести от среднего размера зерна. Видно, что по мере увеличения размера зерна, как предел прочности, так и предел текучести, измеренные по диаграммам деформирования, полученным в аустенитной фазе ($T_{деф}$ = 130 °С), уменьшаются. Это соответствует поведению обычных материалов при изменении размера зерна и обусловлено торможением дислокаций границами зерен [2]. Предел прочности, измеренный при температуре 25 °С, зависит от размера зерна немонотонно. Появление кристаллических зерен размером 10 – 20 нм приводит к

некоторому увеличению предела прочности, что может быть связано с присутствием большой объемной доли аморфной фазы в структуре материала (см [3]).

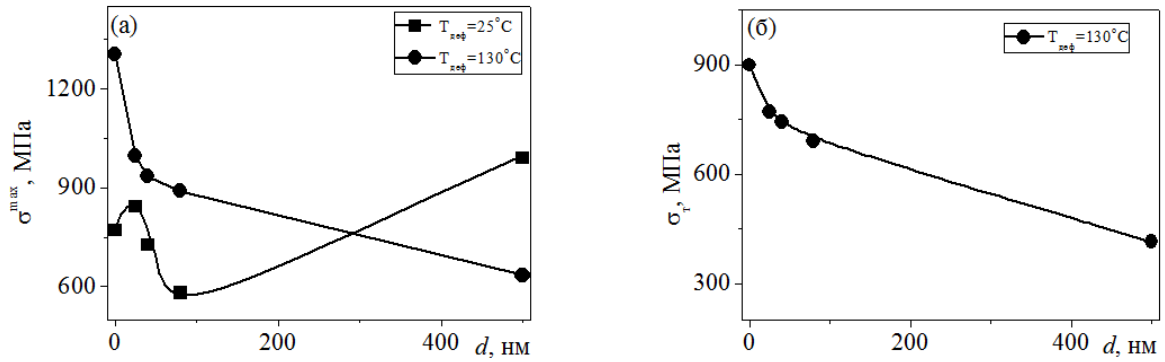


Рис. 3. Зависимости предела прочности (*а*) и предела текучести (*б*) от среднего размера зерна в сплаве Ti – 50.2 ат. % Ni

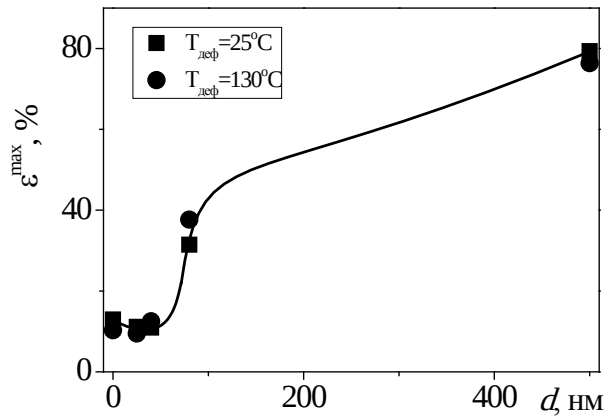


Рис. 4. Зависимость максимальной деформации до разрушения от среднего размера зерна в сплаве Ti – 50.2 ат. % Ni

Увеличение размера зерна от 20 до 80 нм приводит к уменьшению предела прочности, что обусловлено инициированием дислокационного скольжения в R фазе. Дальнейшее возрастание размера зерна до 500 нм повышает предел прочности, что связано с присутствием в крупных зернах B19’ фазы, предел прочности которой выше, чем у R фазы. Таким образом, влияние размера зерна на изменение прочностных характеристик обусловлено как торможением дислокаций на границах зерен, так и изменением фазового состава сплава TiNi. На Рисунке 4 представлены зависимости максимальной деформации до разрушения от размера зерна. Видно, что вне зависимости от того, в каком структурном состоянии находится материал, максимальная деформация возрастает по мере увеличения размера зерна. Это объясняется тем, что чем крупнее зерно, тем интенсивнее в нем реализуется дислокационное скольжение и тем большую деформацию до разрушения приобретает образец.

Работа выполнена в рамках грантов СПбГУ 6.37.147.2014 и 0.37.177. 2014

Список литературы

1. Brailovski V., Prokoshkin S., Inaekyan K., Demers V. – Journal of Alloys and Compounds. 509 (2011) 2066-2075.
2. Zhilyaev A.P., Langdon T.G. – Progress in Materials Science. 53 (2008) 893-979.
3. Resnina N., Belyaev S., Zeldovich V., Pilyugin V., Frolova N., Glazova D. – Thermochimica Acta. 627 (2016) 20-30.
4. Хачин В.Н., Пушин В.Г., Кондратьев В.В. – М.: Наука, 1992. – 161 с.

ОБРАТИМАЯ ДЕФОРМАЦИЯ БИМЕТАЛЛИЧЕСКОГО КОМПОЗИТА «TiNi – ВТ6»

Беляев С.П.[1], Рубаник В.В.[2,3], Реснина Н.Н.[1], Рубаник В.В. мл.[2,3], Демидова Е.С.[1]

[1]*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт Петербург, Россия*
[2]*Институт технической акустики НАН Беларуси, Витебск, Беларусь*
[3]*Витебский государственный технологический университет, Витебск, Беларусь*
lena-demi@yandex.ru

Биметаллические композиты с памятью формы содержат активный слой из сплава с памятью формы и пассивный слой из упругого материала. Такое сочетание слоев позволяет реализовать в материале условия для многократного обратимого изменения формы при охлаждении и нагревании через температурный интервал мартенситных переходов. Основным отличием биметаллических композитов с памятью формы от обычных биметаллов являются существенно меньший температурный интервал обратимого деформирования и значительно большая, как минимум в несколько раз, величина обратимой деформации. Это связано с тем, что в биметаллах с памятью формы обратимое деформирования реализуется не за счет различия в коэффициентах температурного расширения двух металлов, а вследствие того, что в активном слое из сплава с памятью формы реализуются термоупругие мартенситные превращения, а упругий слой создает напряжения. Реализация мартенситного превращения в активном слое под действием напряжений, созданных упругим слоем, приводит к тому, что в сплаве наблюдается обратимое изменение формы при охлаждении и нагревании. Таким образом, биметаллические композиты с памятью формы имеют ряд отличий от обычных термобиметаллов и имеют перспективы для применения в термомеханических приводах.

При создании биметаллических композитов с памятью формы возникает несколько проблем, которые связаны с выбором способа соединения двух сплавов друг с другом, выбором материала упругого слоя и определением оптимального соотношения толщин, которое обеспечит максимальную обратимую деформацию. Многочисленные исследования показали, что наиболее оптимальным способом соединения двух разнородных сплавов является сварка взрывом, которая обеспечивает надежный шов и препятствует образованию интерметаллидов в зоне сварки, которые могли бы привести к охрупчиванию. В качестве упругого слоя в предыдущих работах были выбраны сталь и сплав с памятью формы TiNi, проявляющий эффект псевдоупругости, однако изучение функциональных свойств этих биметаллических композитов, в которых в качестве функционального слоя был выбран сплав с памятью формы TiNi, показало, что максимальная обратимая деформация в этих образцах не превосходит 1 %. Было высказано предположение о том, что столь малая величина обратимой деформации обусловлена малой упругой деформацией, которую могут обеспечить сталь и псевдоупругий сплав TiNi. Поэтому было предложено в качестве упругого слоя использовать сплав с высокой упругой деформацией и относительно низким пределом текучести. В качестве такого сплава был выбран сплав ВТ6. Таким образом, целью настоящей работы явилось изучение функциональных свойств биметаллического композита «TiNi – ВТ6», полученного сваркой взрывом.

Биметаллические образцы «$Ti_{49,8}Ni_{50,2}$ – ВТ6» были получены сваркой взрывом по методике, описанной в [1]. После сварки взрывом образцы подвергали отжигу при температуре 500 ^{o}C 1 час для того, чтобы снять последствия пластической деформации, приобретенной слоями в процессе сварки взрывом. После указанной термообработки слой сплава TiNi испытывал B2 ↔ B19’ термоупругое мартенситное превращение при охлаждении и нагревании при температурах $M_н$ = 49^{o}C, $M_к$ = 24^{o}C, $A_н$ = 59^{o}C, $A_к$ = 85^{o}C. Для того, чтобы определить оптимальное соотношение толщин, при котором будут

обеспечиваться условия для проявления максимальной обратимой деформации, использовали методику, описанную в [2]. Полученные данные показали, что для биметаллического композита «$Ti_{49,8}Ni_{50,2}$ – ВТ6» оптимальная толщина слоя сплава TiNi должна составлять 65 ±5% от общей толщины биметаллического композита. Это хорошо согласуется с расчетами, проведенными по методике, описанной в [2], которые показывают, что при таком соотношении толщин при изгибе каждый из слоев будет испытывать деформацию только одного знака (либо растяжение, либо сжатие).

Для изучения функциональных свойств композита «$Ti_{49,8}Ni_{50,2}$ – ВТ6», образцы деформировали при температуре 20 °С, при которой сплав TiNi находился в мартенситном состоянии. При этом композит располагали таким образом, чтобы при изгибе слой сплава TiNi испытывал растяжение, а слой сплава ВТ6 – сжатие. После того как сплав деформировали до некоторой деформации $\varepsilon_{предв}$, образец разгружали и нагревали через температурный интервал обратного перехода, для того, чтобы реализовать эффект памяти формы. Далее образцы охлаждали и нагревали в интервале температур мартенситных переходов и фиксировали обратимое изменение деформации. Образцы деформировали до различных деформаций с целью установления влияния предварительной деформации на величину обратимой деформации биметаллического композита.

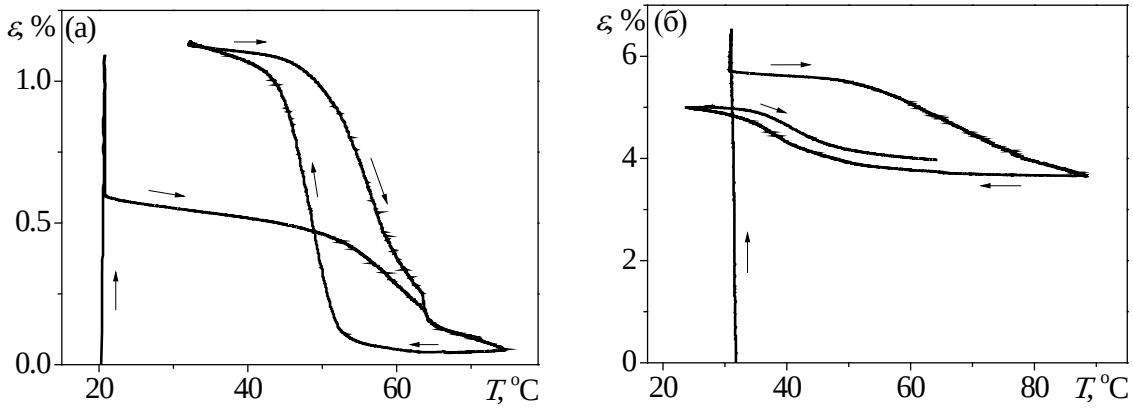


Рис. 1. Изменение деформации при нагревании и в последующем термоцикле биметаллического композита «$Ti_{49,8}Ni_{50,2}$ – ВТ6», подвергнутого предварительной деформации 1,1 % (*а*) и 6,5 % (*б*)

На рис. 1 представлены зависимости деформации от температуры, полученные при нагревании биметаллического композита, предварительно деформированного на 1,1 (*а*) и 6,5 (*б*) %, и в процессе последующего охлаждения. Видно, что при первом нагревании деформация восстанавливается за счет реализации эффекта памяти формы в слое TiNi. В процессе нагревания слой сплава TiNi восстанавливает деформацию и деформирует слой сплава ВТ6, при этом в композите возникают напряжения. При последующем охлаждении эти напряжения приводят к накоплению деформации, а при нагревании вновь восстанавливаются. Необычным оказался тот факт, что при охлаждении и нагревании композита, продеформированного на 1,1%, величина обратимой деформации, которая обратимым образом менялась при охлаждении и нагревании, составила 1,15 %. При этом величина эффекта памяти формы – величина деформации, которая вернулась при первом нагреве – лишь 0,6 %. Таким образом, оказалось, что величина обратимой деформации в два раза превышает величину эффекта памяти формы. Этот результат является неожиданным, поскольку в обычных сплавах с памятью формы и уже исследованных биметаллах с памятью формы обратимая деформация всегда была значительно меньше, чем величина эффекта памяти формы, так, как это наблюдается в образце, предварительно деформированном до 6,5 % (рис. 1*б*).

На рис. 2 представлены зависимости обратимой деформации и коэффициента отношения обратимой деформации к величине эффекта памяти формы от предварительной деформации. Видно, что при всех предварительных деформациях меньших 3,5 %, величина обратимой деформации всегда больше, чем величина эффекта памяти формы, поскольку коэффициент отношения обратимой деформации к величине эффекта памяти формы оказывается больше 100 %. Кроме этого, полученные данные показали, что в исследуемом композите величина обратимой деформации составляет 1,6 %, что на 60 % больше, чем в биметаллических композитах с памятью формы, в которых в качестве упругого слоя были выбраны сталь и псевдоупругий сплав TiNi.

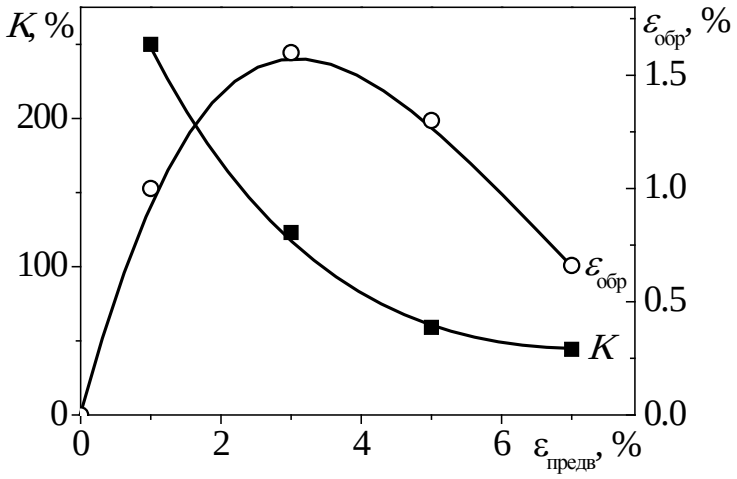


Рис. 2. Зависимости обратимой деформации и коэффициента отношения обратимой деформации к величине эффекта памяти формы от предварительной деформации

В результате исследований установлено, что в биметаллическом композите «$Ti_{49,8}Ni_{50,2}$ – ВТ6» проявляется эффект стабилизации мартенсита при котором температуры восстановления деформации в процессе первого нагревания возрастают с ростом предварительной деформации. При этом температуры обратимого изменения деформации, которое наблюдается при последующем охлаждении и нагревании, напротив уменьшаются, что обусловлено влиянием пластической деформации на температуры мартенситных переходов. В целом необходимо отметить, что использование сплава ВТ6 в качестве упругого слоя позволило существенно улучшить функциональные свойства биметаллических композитов с памятью формы и привело к многократному увеличению обратимой деформации.

Список литературы

1. Belyaev S, Rubanik V, Resnina N, Rubanik V Jr, Rubanik O and Borisov V. Martensitic transformation and physical properties of 'steel-TiNi' bimetal composite, produced by explosion welding Phase Transitions (2010) 83, 276-283.
2. Belyaev, S., Rubanik, V., Resnina, N., Rubanik, V. Jr., Lomakin, I., Functional properties of '$Ti_{50}Ni_{50}$-$Ti_{49.3}Ni_{50.7}$' shape memory composite produced by explosion welding. Smart Materials and Structures (2014) 23, 085029 (8pp).

ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА НА СТРУКТУРУ И МАРТЕНСИТНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В СПЛАВЕ Ni–Fe–Ga

Беляев С.П.[1], Николаев В.И.[2], Реснина Н.Н.[1], Газизуллина А.Р.[1], Тимашов Р.Б.[2], Аверкин А.И.[2]

[1]*Санкт Петербургский государственный университет, Санкт Петербург, Россия,*
[2]*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*
aigul-g1993@yandex.ru

Основной целью работы является изучение влияния термообработки на структуру и параметры мартенситных превращений в монокристаллах сплава $Ni_{55}Fe_{18}Ga_{27}$ с ориентацией [001]. Монокристаллы выращивали методом Чохральского и разрезали методом электроэрозионной резки на диски диаметром 5 мм и толщиной 1 мм. Образцы были подвергнуты закалке от 900 °С 20 мин в воде и последующему изотермическом отжигу при температурах 200, 400, 600 и 750 °С в течение 1 и двух часов. Часть образцов после выдержки в печи охлаждали погружением в воду (быстрое охлаждение), а другую часть – охлаждали вместе с печью (медленное охлаждение), что позволило установить влияние скорости охлаждения на формирование структуры и мартенситные превращения. Структуру монокристаллов, подвергнутых различной термообработке, изучали методом рентгеноструктурного анализа в ресурсном центре «Рентгенодифракционные методы исследования» СПбГУ с использованием дифрактометра Bruker D8 DISCOVER в CuK_α излучении при температуре 25 °С. Для изучения влияния условий термообработки на параметры мартенситных переходов использовали метод дифференциальной сканирующей калориметрии. Для этого образцы помещали в калориметр «Mettler Toledo 822e» и охлаждали и нагревали в интервале температур от 140 °С до –100 °С со скоростью изменения температуры 10 °С/мин.

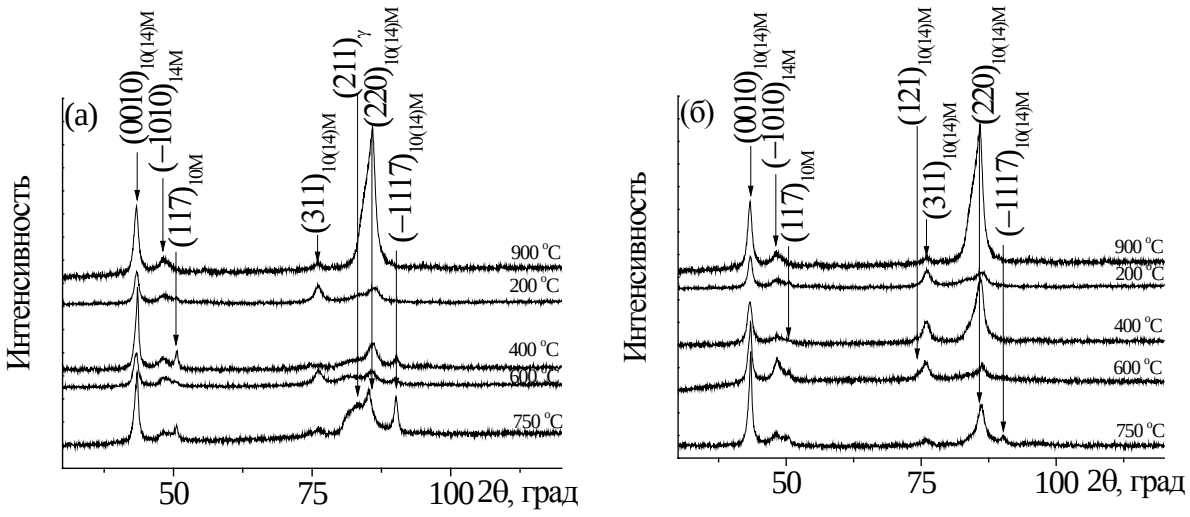


Рис. 1. Дифрактограммы образцов сплава NiFeGa, подвергнутых закалке и отжигу при различных температурах в течение 1 часа с последующим медленным (*а*) или быстрым (*б*) охлаждением

На рис. 1 представлены дифрактограммы, полученные при температуре 25 °С в образцах сплава NiFeGa, подвергнутых закалке и отжигу при различных температурах в течение 1 часа с последующим медленным (*а*) или быстрым (*б*) охлаждением. Видно, что при температуре 25 °С сплав находится в мартенситной 10(14)M фазе. Поскольку мартенситная фаза является мультидоменной, то на дифрактограммах присутствует

большое количество пиков от плоскостей 10(14)M фазы. Таким образом, результаты рентгеноструктурного анализа показали, что в исследуемом сплаве при охлаждении и нагревании реализуется $L2_1 \leftrightarrow 10(14)M$ мартенситное превращение вне зависимости от температуры отжига, что хорошо согласуется с данными работы [1]. На рис. 1 видно, что изменение температуры отжига или скорости охлаждения практически не влияет на количество пиков на дифрактограмме за исключением пика, наблюдаемого при $2\theta \approx 82$ градуса. Этот пик наблюдается только в образцах, которые после термообработки 1 час охлаждали медленно (рис.1*а*), при этом максимальная интенсивность этого пика наблюдается после отжигов при температурах 600 и 750 °С. Данному пику соответствует отражение от плоскости (211) γ фазы. На рис. 1*б* дифракционного пика в положении $2\theta \approx 82$ градуса не наблюдается, что указывает на то, что γ фаза не образуется в образцах, которые после термообработки были быстро охлаждены. Этот факт указывает на то, что γ фаза образуется не в процессе отжига, а в процессе последующего медленного охлаждения.

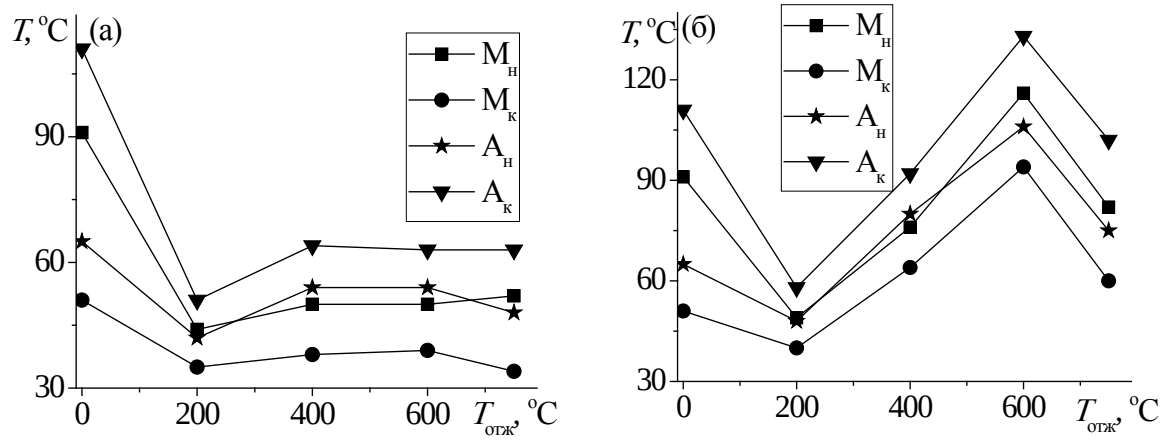


Рис. 2. Зависимости температур $L2_1 \leftrightarrow 10(14)M$ мартенситного перехода от температуры отжига, полученные в образцах сплава NiFeGa, подвергнутых термообработке и медленному (*а*) или быстрому (*б*) охлаждению

На рис. 2 представлены зависимости температур $L2_1 \leftrightarrow 10(14)M$ мартенситного перехода от температуры отжига, полученные в образцах сплава NiFeGa, подвергнутых термообработке и медленному (*а*) или быстрому (*б*) охлаждению. Видно, что температуры мартенситного перехода немонотонно зависят от температуры отжига. Вне зависимости от скорости охлаждения, отжиг при температуре 200 °С приводит к понижению температур фазовых переходов по сравнению с закаленным от 900 °С образцом. По всей видимости, это связано с релаксацией закалочных напряжений. Увеличение температуры отжига свыше 200 °С по разному влияет на температуры мартенситных переходов в зависимости от скорости охлаждения образцов после отжига. Если образцы после отжига охлаждали медленно (рис. 2*а*), то увеличение температуры до 400 °С приводит к некоторому возрастанию температур фазовых переходов. Дальнейшее увеличение температуры отжига до 600 и 750 °С не оказывает влияния на параметры мартенситных переходов. Если после отжига образцы охлаждали быстро, то увеличение температуры отжига от 200 до 600 °С способствует возрастанию температур фазовых переходов, а увеличение температуры отжига до 750 °С их падению.

Слабая зависимость температур фазовых переходов от температуры отжига, обнаруженная в образцах, которые после отжига охлаждали медленно, связано с тем, что γ фаза образуется при охлаждении, а не в процессе отжига. В этом случае, важной оказывается лишь скорость охлаждения, а не температура от которой охлаждали образец. Следовательно, структура сплава, после отжига при температурах 400, 600 и 750 °С и медленного охлаждения должна быть одинаковой, а значит, мартенситные превращения

в этой структуре будут подчиняться одним и тем же законам. Как результат, температуры мартенситных переходов не зависят от температуры отжига. В то же время, зависимость температур мартенситного перехода от температуры отжига в образцах, которые после отжига охлаждали быстро, вероятно, обусловлена появлением закалочных напряжений, поскольку, по сути, образцы закаливали в воду после термообработки. Чем выше температуры отжига, тем выше закалочные напряжения и тем выше температуры мартенситных переходов. Причина, по которой температуры мартенситных переходов понижаются после отжига при температуре 750 °С, оказывается не ясной и требует дальнейшего изучения. Возможно, это связано с тем, что при высоких температурах отжига происходит изменение структуры. Для того, чтобы обнаружить эти изменения необходимо увеличить длительность отжига.

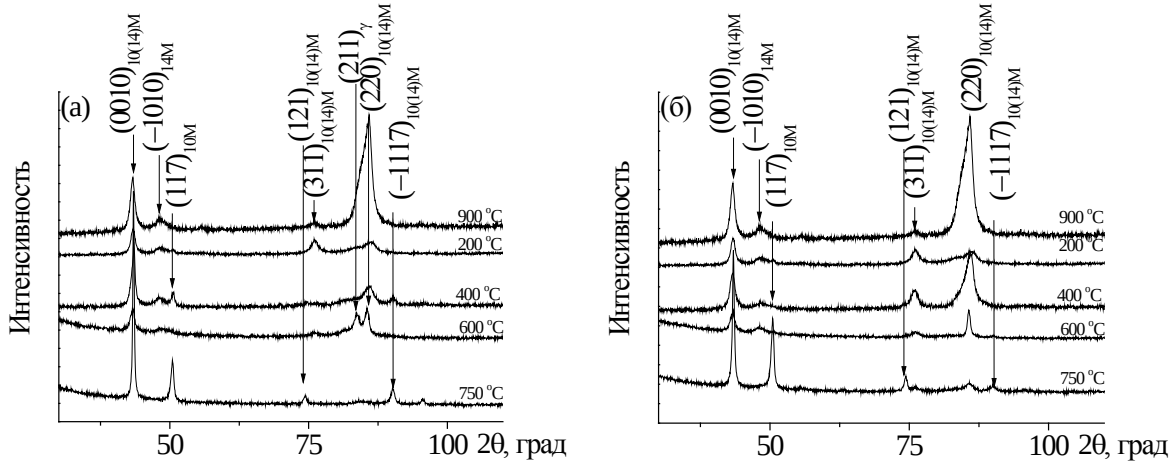


Рис. 3. Дифрактограммы образцов сплава NiFeGa, подвергнутых закалке и отжигу при различных температурах в течение 2 часов с последующим медленным (*а)* или быстрым (*б*) охлаждением

На рис. 3 представлены дифрактограммы, полученные при температуре 25 °С в образцах сплава NiFeGa, подвергнутых закалке и отжигу при различных температурах в течение 2 часов с последующим медленным (*а*) или быстрым (*б*) охлаждением. Видно, что качественно они не отличаются от результатов, представленных на рис.1. В случае быстрого охлаждения образцов после термообработки γ фаза не образуется (рис. 3*б*). Если же образцы охлаждали медленно, то на дифрактограммах присутствует пик (211) γ фазы (рис. 3*а*). Однако на рис. 3*а* видно, что наиболее четко пик (211) γ фазы наблюдается в образце сплава NiFeGa, подвергнутом отжигу при температуре 600 °С в течение 2-х часов с последующим медленным охлаждением. Данные дифференциальной сканирующей калориметрии показали, что именно после указанной термообработки объемная доля сплава, испытывающая $L2_1 \leftrightarrow 10(14)M$ мартенситное превращение оказывается наибольшей. Следует ожидать, что [001] монокристаллы сплава NiFeGa подвергнутые отжигу при температуре 600 °С в течение 2-х часов и медленному охлаждению должны проявлять наилучшие функциональные свойства.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ (№16-08-00346_а)

Список литературы

1. Li Y., Jiang C., Liang T., Ma Y., Xu H. Martensitic transformation and magnetization of Ni–Fe–Ga ferromagnetic shape memory alloys // Scripta Mater. 48 (2003) 1255-1258.

ВЛИЯНИЕ ИСХОДНОГО СОСТОЯНИЯ НА МИКРОСТРУКТУРУ И СВОЙСТВА TWIP-СТАЛИ, ПОЛУЧЕННОЙ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИЕЙ КРУЧЕНИЕМ

Абрамова М.М.[а], Протасова Е.О.[а], Еникеев Н.А[а], Караваева М.В.[а], Kim J.G.[с], Валиев Р.З.[а,б], Kim H.S.[с]

[а]Уфимский государственный авиационный технический университет, Уфа, РФ
[б]Санкт-Перетбургский государственный университет, Санкт-Петербург, РФ
[с]Department of Materials Science and Engineering,Pohang University of Science and Technology (POSTECH), Pohang, Korea

Повышение прочностных свойств таких широко применяемых в промышленности конструкционных сплавов, как стали, является важной задачей современного материаловедения с точки зрения разработки новых материалов для передовых применений. В настоящее время одним из актуальных методов повышения прочности металлических материалов является модификация их микроструктуры – согласно соотношению Холла-Петча, увеличение предела текучести достигается в результате измельчения зёренной структуры [1]. Одним из наиболее зарекомендовавших себя методов получения объёмных материалов с ультрамелкозернистой (УМЗ) структурой являются методы интенсивной пластической деформации [2]. В то же время, существует большое количество параметров интенсивной пластической деформации (ИПД), которые могут существенно влиять на структуру получаемых УМЗ материалов – как на размер зёрен, так и на параметры поверхностей раздела, наличие двойников и выделений, фазовый состав, что в свою очередь может заметно влияет на их свойства [3]. В связи с этим установление характера влияния различных параметров ИПД на микроструктуру и свойства УМЗ материалов является важной задачей научного и прикладного характера.

В частности, в работе [4] было показано, что влияние исходного состояния может оказать существенное влияние на формирование наноструктурного состояния и повышение свойств материала. В данной работе изучали влияние исходного состояния перед ИПД на примере TWIP (с пластичностью, наведённой двойникованием) сталей, которые являются быстро набирающими популярность объектами исследования в международном масштабе благодаря комбинации повышенных служебных свойств [5].

Объектом исследования стала аустенитная TWIP-сталь 0.6C-18Mn-2Al. Образцы стали в виде дисков диаметром 10 мм и толщиной 0.8 мм наноструктурировали методом ИПД кручения под высоким давлением (ИПДК). Изучали два исходных состояния – в состоянии поставки и после закалки в воду при 1200ºС в течение 1 часа. ИПДК проводили при комнатной температуре T = 20°С и повышенной (300°С), давление P = 6 ГПа, количество оборотов оснастки – 10.

Исследование структуры исходных образцов проводили при помощи оптического микроскопа «Olympus GX51», а наноструктурных – методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) с использованием микроскопа JEM-2100. Измерение микротвердости выполняли на приборе «Duramin» (ГОСТ 9450-76), исследование фазового состава выполняли методом рентгеноструктурного анализа с использованием дифрактометра Rigaku Ultima IV.

В состоянии поставки микроструктура образцов представляла собой аустанитные зерна с размером около 8±2 мкм, при этом доля зерён с двойниками составила 20% (рис. 1 *а*).

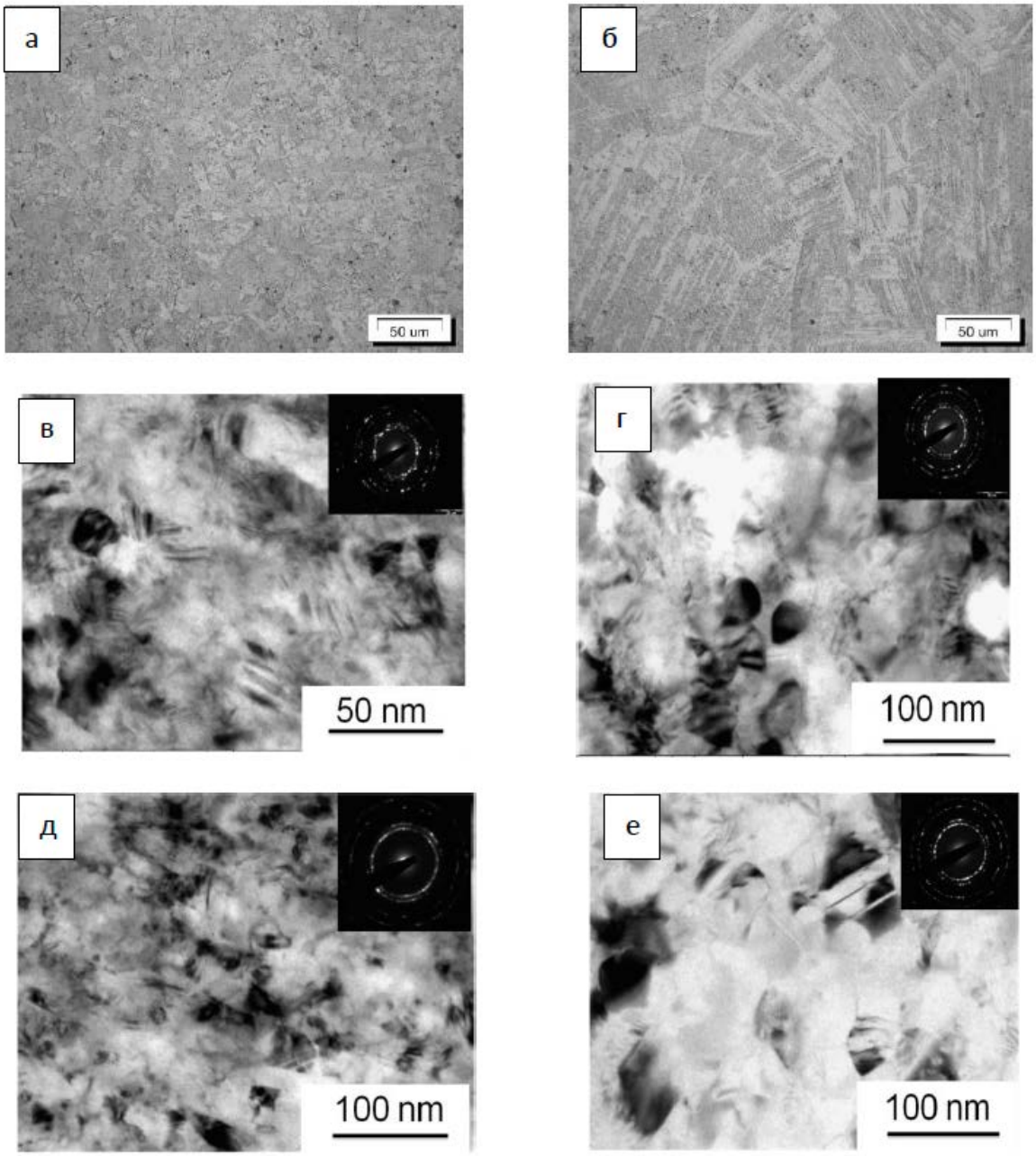


Рис. 1. Микроструктура TWIP-стали: *а* – исходное состояние ; *б* – закалка 1200ºС; *в* – закалка + ИПДК при *Т* = 20°С; *г* – закалка + ИПДК при *Т* = 300°С; *д* – поставка + ИПДК при *Т* = 20°С; *е* – поставка + ИПДК при *Т* = 300°С

В результате закалки произошел интенсивный рост зерен до 151±16 мкм (рис. 1*б*), при этом активно во все зернах наблюдается большое количество двойников. Результаты рентгеноструктурного анализа показали, что в результате закалки происходит мартенситное превращение. В первую очередь ε-мартенсит деформации появляется на двойниках [6]. ИПДК привело к значительному измельчению структурных элементов до наноразмерного состояния (с размером зёрен менее 100 нм – рис. 1*в-д*). В результате деформации при повышенной температуре так же наблюдаются двойники в структуре (в 15% зерен наблюдаются двойники, рис. 1*г,д*)

На электронограммах в состоянии после ИПДК при комнатной температуре наблюдали рефлексы, соответствующие мартенситу. Данные результаты так же подтверждаются результатами рентгеноструктурного анализа. Во время деформации происходит обратное мартенситное превращение. После деформации при комнатной темпера-

туре аустенитно-мартенситного состояния количество мартенсита уменьшается, а повышение температуры деформации провоцирует обратное превращение, и формирование чисто аустенитного состояния.

В результате данных структурных изменений произошли значительные изменения в микротвердости материала (в исходном состоянии микротвердость составила 315 ± 20Hv и 270± 20Hv в результате закалки). В результате ИПДК аустенитно-мартенситного состояния наблюдается увеличение микротвердости до 580±35 Hv и 607±30 Hv после деформации при комнатной и повышенной температуре соответственно, а для исходного аустенитного состояния – до 660±20 Hv и 750±60 Hv. Большие значения Hv, полученные для УМЗ состояний, сформированных ИПДК при повышенной температуре можно объяснить, исходя из следующих предположений. Во-первых, в результате повышения температуры деформации получается равноосная структура с более равновесными границами [7]. Во-вторых, к дополнительному повышению прочности материала могло привести наличие сегрегаций на границах зерен, как это наблюдалось на других сплавах [8,9]. Кроме того, после ИПДК при повышенной температуре наблюдаются двойники в структуре, что так же могло привести к дополнительному упрочнению материала [10], а так же благоприятно сказаться на пластичности.

Таким образом, в результате ИПДК была сформирована структура с размером зёрен менее 100 нм. В результате измельчения структуры материал приобретает максимальные значения твёрдости для данного сплава (более 800HV). Исходное состояние может существенно влиять на прочность TWIP стали в наноструктурном состоянии – твёрдость стали, полученной ИПДК из исходного аустенитного состояния, заметно выше твёрдости стали, полученной ИПДК из аустенитно-мартенситного состояния. Возможно, данное различие вызвано разным различным поведением мартенсита и аустенита во время деформации. Повышение температуры ИПДК приводит к обратному фазовому превращению, что позволяет получить аустенитное наноструктурное состояние в TWIP стали из исходного мартенситно-аустенитного. В результате так же значительно повышаются значения микротвердости (до 580–600 Hv)..

Авторы выражают благодарность за поддержку Министерству науки и образования РФ в рамках контракта №14.583.21.0012 (УИН: RFMEFI58315X0012).

Список литературы

1. E. O. Hall, Proc. Phys. Soc. London 64B (1951) 747–753.
2. R. Z. Valiev,R. K. Islamgaliev, I. V. Alexandrov, Progr.Mater.Sci.45(2000)103–189.
3. M. Matoso, R.Figueiredo, M.Kawasaki, D.Santos, T.Langdon, Scr.Mater.67 (2012)649–652.
4. Караваева М.В. и др, МиТОМ, 4 (2012) 3-7.
5. O. Grässel, L.Krüger, G.Frommeyer, L.Meyer, Int.J.Plast.16(2000) 1391–1409.
6. K. Tomimura, S. Takaki, S. Tanimoto, Y. Tokunaga, ISIJ Int. 31 (1991) 721–727
7. O. Renk, A. Hohenwarter, K. Eder, K. Kormout, J. Cairney, R. Pippan, Scr.Mater.95(2015)
8. R. Valiev, N.Enikeev, M.Murashkin, V.Kazykhanov, X.Sauvage, Scr.Mater.63(2010)949–952.
9. M. Abramova, N.Enikeev, R.Z.Valiev, A.Etienne, B.Radiguet, Y.Ivanisenko, et al., Mater.Lett.136(2014)349–352.
10. F.K. Yan, G.Z. Liu, N.R. Tao, K. Lu Acta Matt. V 60, Issue 3, 2012, 1059–1071

ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ УГЛЕРОДНЫХ НАНОЧАСТИЦ НАПОЛНИТЕЛЯ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ ВОЛОКОН

[1]Иванькова Е.М., [2]Москалюк О.А., [3]Касаткин И.А., [1]Ваганов Г.В., [1]Елоховский В.Ю., [1]Юдин В.Е.

[1]Институт высокомолекулярных соединений РАН, Санкт-Петербург, Россия
[2]Санкт-Петербургский государственный университет промышленных технологий и дизайна, Санкт-Петербург, Россия
[3]Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия
ivelen@mail.ru

Целью данной работы является выявление влияния формы наночастиц наполнителя на надмолекулярную структуру полимерных нанокомпозиционных (ПНК) материалов и взаимосвязи структуры с их механическими свойствами.

В качестве объектов исследования выбраны композиционные материалы в виде волокон основе полиэтилена высокой плотности (ПЭВП, M_w = 210 кг/моль) с добавлением углеродных наночастиц различной формы: нановолокна VGCF (vapour grown carbon fibers) и наносферы технического углерода (ТУ).

Изготовление образцов композиционных волокон, полученных на основе ПЭВП матрицы, производилось по расплавной технологии при 160°C. Концентрации всех исследуемых наполнителей в полимерной матрице составляли 1, 3, 5 и 10 масс.%. Далее исходные материалы подвергались ориентационной вытяжке в 8 раз (DR = 8) на специальном вытяжном оборудовании в две стадии.

Кратковременные механические испытания проводились с использованием универсальной разрывной машины INSTRON 5943 с использованием специальных зажимов для нитей – “улиток”. Из полученных диаграмм растяжения вычислялись значения прочности (σ_{br}, МПа), относительной деформации до разрыва (ε_{br}, %) и начального модуля упругости (E, ГПа).

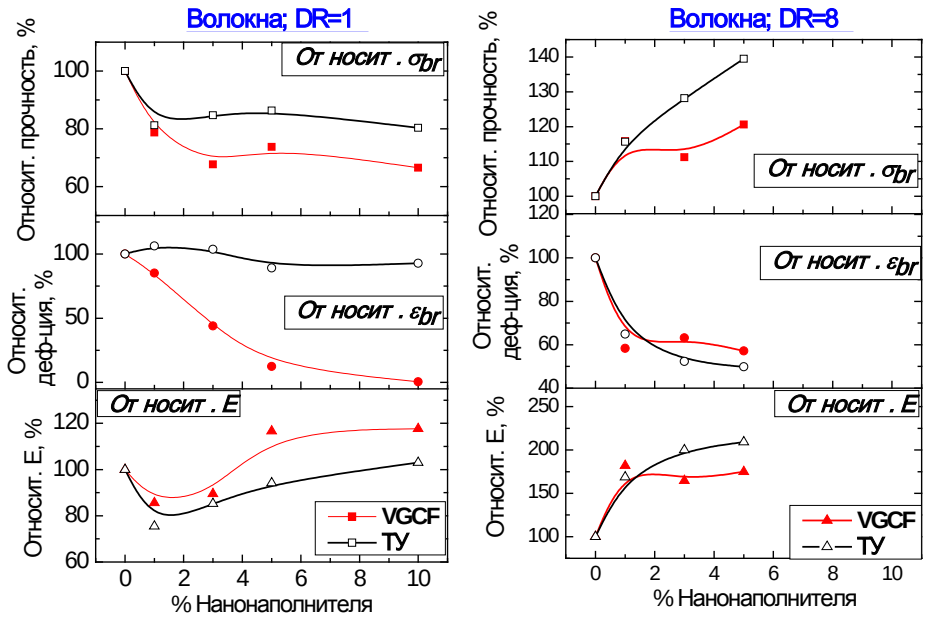


Рис.1. Зависимости относительных механических характеристик волокон в зависимости от типа и содержания наполнителя для неориентированных (DR = 1) и ориентированных (DR = 8) образцов

Для большей наглядности полученные данные были перестроены в зависимости относительных величин σ_{br}, E и ε_{br} (по отношению к таковым значениям для образца из чистого ПЭВП) от содержания наполнителя – рис.1.

Из приведенных на рис.1 данных видно, что ориентированные композиционные волокна (DR = 8) с введенными в них сферическими наночастицами ТУ имеют заметно лучшие механические свойства как относительно волокна из чистого ПЭВП (σ_{br} увеличивается на 40%, а модуль упругости более чем в 2 раза), так и для волокон с VGCF. Для всех исследованных типов образцов существенно снижается деформации до разрыва. Причина такого поведения кроется в различиях надмолекулярной структуры, возникающей в волокнах на основе ПЭВП.

Надмолекулярная структура полученных волокон исследовалась с помощью сканирующего электронного микроскопа SUPRA 55VP (Carl Zeiss, Германия). Для исследования структуры внутри образцов были получены сколы волокон в жидком азоте для предотвращения активного протекания пластической деформации.

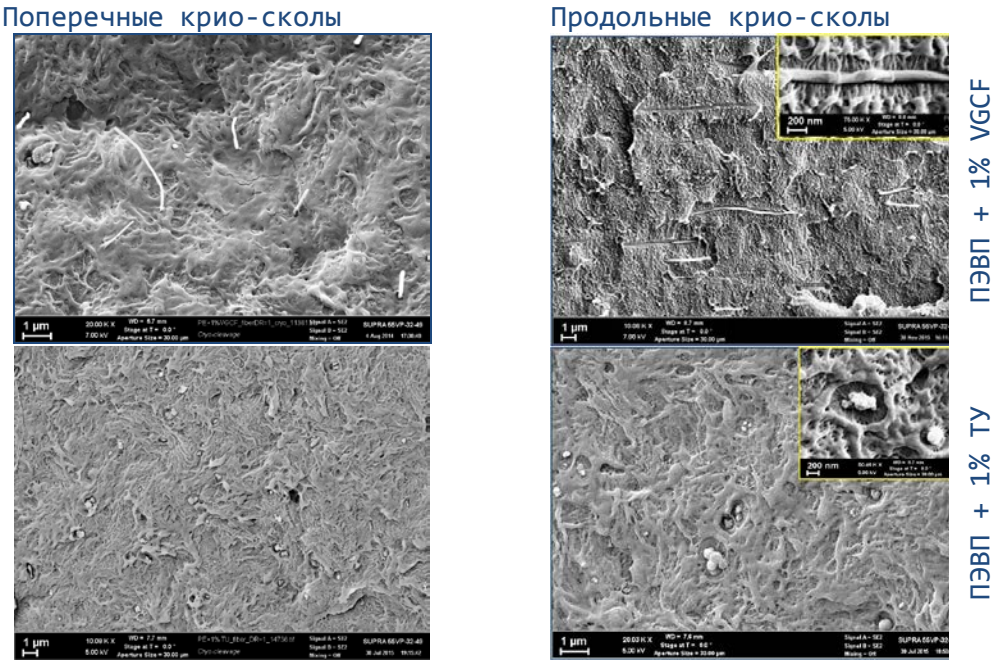


Рис.2. СЭМ снимки поперечных и продольных крио-сколов для волокон с концентрацией наполнителей 1%. Направление экструзии (для продольных крио-сколов) горизонтальное

На рис.2 показаны СЭМ снимки таких крио-сколов (поперечных и продольных) для волокон с одинаковой концентрацией наполнителей (1%). Основные отличия других волокон состоят лишь в количестве видимых в поле зрения наночастиц. На основании имеющихся СЭМ снимков можно сделать следующие выводы: 1) наночастицы VGCF и ТУ хорошо диспергируются в ПЭВП матрице; 2) частицы VGCF ориентированы вдоль оси волокна, хотя при содержании наполнителя >5% наблюдались отдельные наночастицы, расположенные под углом к направлению экструзии из-за того, что при большом количестве введенные наночастицы мешают друг другу ориентироваться вдоль оси волокна при экструдировании; 3) все наполнители демонстрируют слабую адгезию с ПЭВП матрицей. При разрушении волокна наночастицы выдергиваются из матрицы, и на их поверхностях не видно следов ПЭВП; 4) все углеродные наночастицы (VGCF и ТУ) обладают нуклеирующей способностью, и на их поверхности формируются транскристаллиты ПЭ, растущие нормально к поверхности частиц (см. вставки в верхних правых углах снимков на рис.2).

Структура ориентированных волокон (DR = 8) также исследовалась методом СЭМ. Известно, что в процессе ориентационной вытяжки происходит трансформация ламе-

лярной структуры в фибриллярную. При этом частицы VGCF остаются ориентированы вдоль оси образца (т.е. вдоль направления ориентационной вытяжки). Из-за низкой адгезии частиц к матрице, данные частицы не мешают протеканию процессов ориентационной вытяжки в образце. Однако, не удалось вытянуть образцы с 10%-ым содержанием наполнителей даже в 8 раз. Одной из причин является то, что частицы VGCF при большом содержании мешают друг другу сориентироваться вдоль направления экструзии. Второй причиной является низкая адгезия введенных частиц к матрице, что позволяет рассматривать эти частицы как многочисленные дефекты, а точнее поры внутри полимера. При большой концентрации таких дефектов матрица ПЭВП под действием приложенного напряжения разрушается раньше, чем успевает перейти в фибриллярную, т.е. процессы разрушения начинают превалировать над процессами упрочнения. Также это может являться причиной резкого снижения деформации до разрыва (ε_{br}) волокон при введении частиц – магистральная трещина при разрыве очень быстро проходит сквозь протяженные дефекты (VGCF). В случае с частицами ТУ также существует множество дефектных областей, но они имеют более округлую форму, что может тормозить прохождение магистральной трещины и не давать материалу резко охрупчиваться.

Модуль всех ориентированных волокон растет при увеличении концентрации наполнителей, что можно объяснить положительным армирующим эффектом от жестких частиц.

Исследования особенностей текстуры в волокнах проводились методом рентгеноструктурного анализа (БУР) на дифрактометре Bruker D8 DISCOVER (на просвет). Для наиболее интенсивных рефлексов (110 и 200) делались Chi-сканы, которые показывают распределение интенсивности по окружности соответствующего дебаевского кольца: от полюса к экватору и т.п.

На основании анализа приведенных азимутальных профилей для композиционных волокон на основе ПЭВП можно сделать следующие выводы: 1) в волокне из чистого ПЭВП имеются 2 типа текстуры: A и AB; 2) С возрастанием содержания VGCF ослабляется текстура A, а начиная с 5% VGCF, текстура A полностью исчезает, и возникает текстура C, которая остается доминирующей при 10% VGCF; 3) В волокнах с ТУ текстура C не возникает совсем. Текстура A является доминирующей при всех содержаниях ТУ. В целом можно сказать, что ТУ гораздо слабее влияет на текстуру полимерной матрицы, чем анизотропные нановолокна VGCF.

Наблюдаемая смена преимущественной ориентации кристаллических областей ПЭВП должна соответствующим образом сказаться и на ориентационной вытяжке и на механических свойствах самих неориентированных волокон. Этим как раз и можно объяснить тот факт, что волокна с 10% VGCF не удалось вытянуть даже в 8 раз, т.к. в них имеется очень большое количество транскристаллических ламелей ПЭВП, находящихся в самом неудобном положении для дальнейшего распускания складки полиэтилена в процессе ориентационной вытяжки, что вносит свой ощутимый вклад в резкое снижение ε_{br}, т.к. транскристаллические ламели не могут проскальзывать друг относительно друга под действием приложенного растягивающего напряжения, как в образцах из чистого ПЭВП, где ε_{br}>1000%.

Как уже отмечалось выше, наполнители ТУ не оказывают существенного влияния на текстуру кристаллических областей в волокнах. Причины этого могут быть то, что ТУ и VGCF являются нуклеантами, и вокруг их частичек образуются транскристаллические области. Но такие транскристаллиты растут в радиальном направлении вокруг наночастиц ТУ, т.е. резкой смены A-текстуры на C-текстуру не происходит.

БУР эксперименты проводились в Ресурсном центре «Рентгенодифракционные методы исследования» СПбГУ.

Работа проводилась при поддержке научно-исследовательского гранта РФФИ № 15-03-06968.

ДЕФОРМИРОВАНИЕ И РАЗРУШЕНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КОЛЕЦ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ РАСШИРЕНИИ МАГНИТНО-ИМПУЛЬСНЫМ СПОСОБОМ

Атрошенко С.А.[1,2], Морозов В.А. [2], Лукин А.А. [2], Грибанов Д.А. [1]

[1] ИПМаш РАН, Санкт-Петербург, Россия
[2] СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия
satroshe@mail.ru

Методика эксперимента. Для разрыва металлических колец на базе генератора коротких высоковольтных импульсов ГКВИ–300, обеспечивающего формирование электрических напряжений с амплитудами 10–300 kV, применялись две модификации магнитно-импульсного метода [1–3]. Рассматривались синусоидальные нагрузки с периодом тока T = (7.5–5.5) μs (модификация 1) и с периодом тока 1 μs (модификация 2). Они реализовывались в кольце, коаксиально закрепленном на середине катушки, по которой пропускался электрический ток от зарядного устройства. Были проведены эксперименты на кольцах из алюминиевых и медных фольг толщиной 0.015 mm и шириной 1.0 – 5.0 mm. Последние испытывали с малым периодом тока с надрезом и без надреза.

Исследование поверхностей разрушения алюминиевых и медных образцов после испытаний осуществлялось на оптическом микроскопе Axio–Observer–Z1–M в темном поле, а исследование структуры поперечных шлифов – в светлом поле и C–DIC. Структура изучалась на поперечных шлифах после соответствующего травления. Размер зерна определяли на поверхности шлифов после их травления. Микротвердость замеряли на приборе ПМТ–3 при нагрузке 20g. Количество вязкой составляющей в изломе (B, %) определяли по формуле (ГОСТ 30456-97): B = 100 – X, где X – доля хрупкой составляющей в рассматриваемой площади излома. Площадь хрупкой составляющей определяли измерением площади хрупкого излома по фотографии.

Результаты и обсуждение. Результаты измерения вязкой составляющей в изломе алюминиевых и медных образцов представлены в табл. 1, где показано, что с укорочением периода тока доля волокна в изломе алюминия монотонно уменьшается, т.е. образцы становятся более хрупкими. В меди отсутствует зависимость хрупкой составляющей в изломе от периода тока. Микротвердость как алюминиевых, так и медных образцов в исходном состоянии (до нагружения) оказалась выше, чем после нагружения. Но в медных образцах падение микротвердости более значительное (на 40-50 %), чем в алюминии (на 15–20 %).

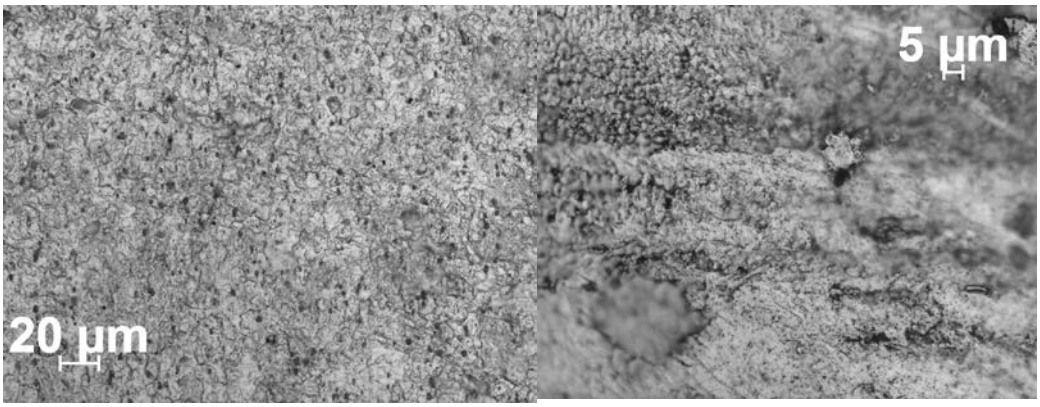
Таблица 1. Результаты микроструктурных исследований

Material	T, μs	B, %	HV, MPa	D, μm
Al	7.5	98,2	1098	1.2
Al	5,5	92,3	283,9	0,72
Al	1	91,5	1202	3.0
Al	0,08	92,6	303.3	1.05
Al initial			135,76	4.6
Cu	5,5	83	283,9	0,72
Cu	1	86	405.4	2.5
Cu notch	1	66	705.8	0.8
Cu notch	0,08	87,2	1070,5	0.84
Cu initial			142,46	

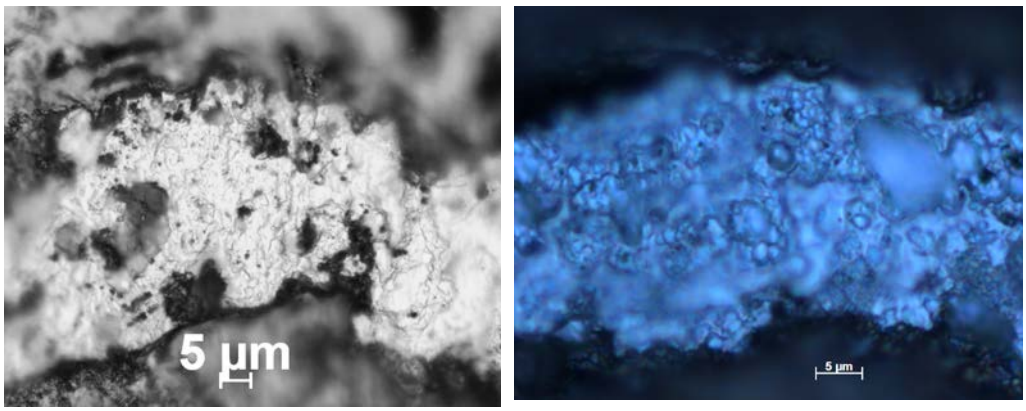
В табл. 2 (*T*, μs — период колебаний тока в катушке, *D*, μm — размер зерна, *B*, % — доля вязкой составляющей в изломе) и на фотографиях (рис. 1–2) приведены результаты микроструктурных исследований.

На рис. 1 приведена структура образцов алюминия в исходном состоянии и после нагружения с разными периодами и разным поперечным сечением (масштабным фактором).

Видно, что при кратковременном нагружении происходит динамическая рекристаллизация – образование новых мелких зерен. Степень динамической рекристаллизации наибольшая в образцах алюминия с большей длительностью нагружения и максимальным поперечным сечением (масштабным фактором). Наибольшее измельчение зерна наблюдается при динамической рекристаллизации, происходящей в образцах, нагруженных с периодом T = 5.5 μs как в алюминии, так и в меди. Кроме того, при увеличении длительности воздействия в образцах алюминия наблюдается зарождение множественных трещин.



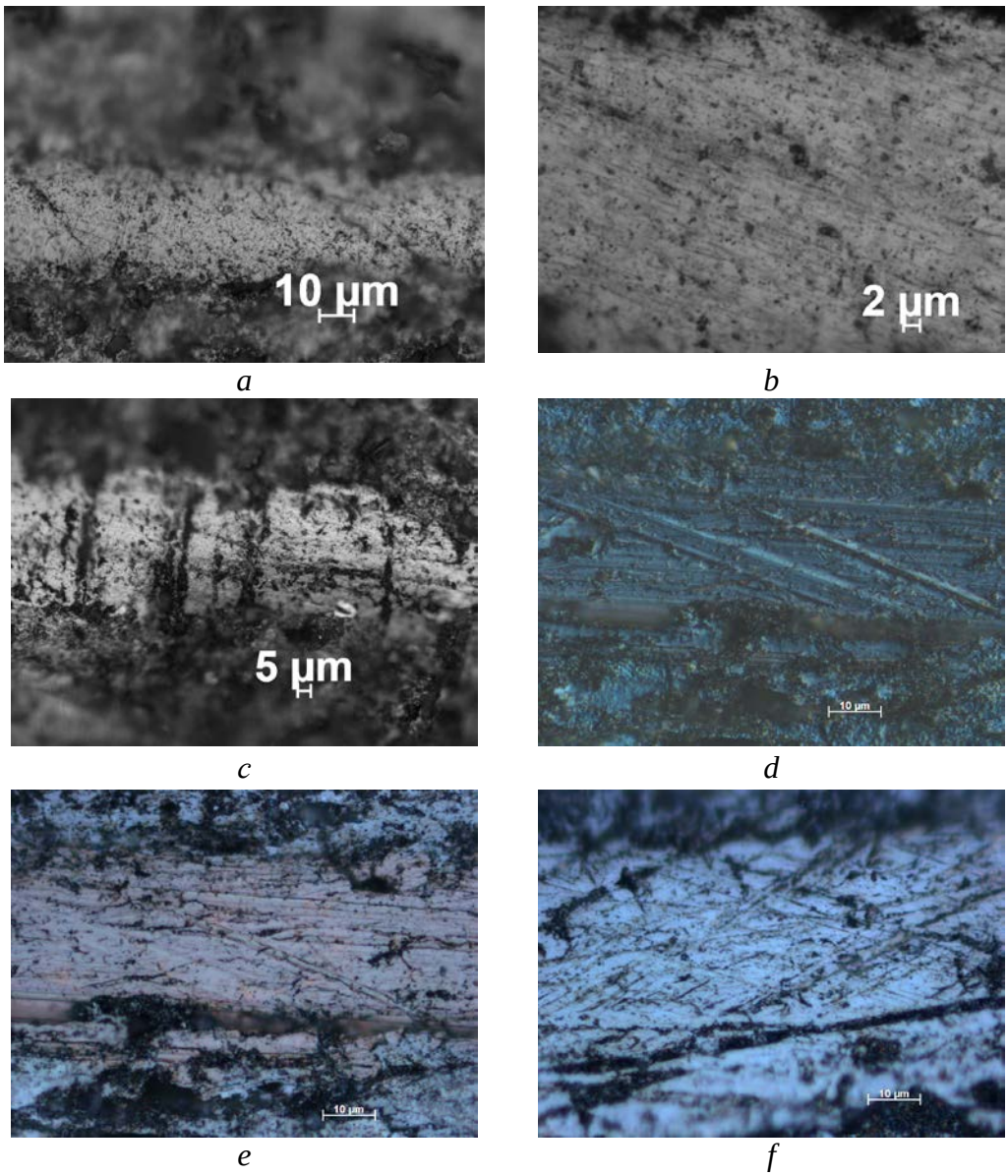
a *b*



c *d*

Рис. 1. Структура алюминия: (*a*) — в исходном состоянии; (*b*) — рекристаллизованные зерна после нагружения с периодом тока T = 7.5 μs; (*c*) —после нагружения с периодом тока T = 1 μs, (*d*) – после нагружения с периодом тока T = 0,1 μs

На рис. 2 представлена структура меди в исходном состоянии и после магнитно-импульсного нагружения. Медный образец до нагружения представлял собой монокристалл, а после нагружения в результате динамической рекристаллизации появляются мелкие зерна — размером — 0.7–2.5 μm. Причем более развита динамическая рекристаллизация в образце с периодом T = 5.5 μs — здесь зерна более мелкие. Кроме того, в образце с надрезом большое количество полос сдвига.



a *b* *c* *d* *e* *f*

Рис. 2. Структура меди: *a* – в исходном состоянии; *b* – зарождение новых зерен при динамической рекристаллизации после нагружения с периодом тока T = 1 μs; c — полосы сдвига в образце с надрезом после нагружения с периодом T = 1 μs, *d, e* — двойники в меди после нагружения с периодом T = 1 μs и T = 5.5 (*f*)

Заключение. 1. Укорочение периода тока приводит к охрупчиванию алюминия и меди. 2. В алюминии при магнитно-импульсном нагружении наблюдается рекристаллизация и образование трещин, а в меди – двойникование и полосы сдвига.

Работа была поддержана грантами РФФИ 16-01-00638 и РФФИ-ГФЕН 16-51-53006 и грантом СПбГУ 6.39.319.2014. Авторы благодарят учащуюся лицея 101 Николаеву Е.М. за помощь в проведении металлографических исследований.

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. // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 6. С. 51–56.
2. Морозов В.А., Петров Ю.В., Лукин А.А., Кац В.М., Удовик А.Г., Атрошенко С.А., Федоровский Г.Д. // ДАН. 2011. Т. 439. №6. С. 761–763.
3. [3] Морозов В.А., Петров Ю.В., Лукин А.А., Атрошенко С.А., Грибанов Д.А. // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 9. С. 78–85.

УПРОЧНЕНИЕ ОДНОСЛОЙНЫХ КОМПОЗИТНЫХ ПОКРЫТИЙ НА ТВЕРДОМ СПЛАВЕ ВК6 МИКРО-РЕБРАМИ ЖЕСТКОСТИ, ОСАЖДЕННЫМИ В СВЧ ПЛАЗМЕ

Ашкинази Е.Е.[1,2], Совык Д.Н.[1,2], Седов В.С.[1,2], Хомич А.А.[1,2], Хомич А.В.[1,2,3], Ральченко В.Г.[1,2,4], Цыганков П.А.[1,5], Виноградов Д.В.[1,5] , Рыжков С.Г.[1]

[1]Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия
[2]Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия
[3]Институт радиотехники и электроники РАН, Фрязино, Россия
[4]Харбинский технологический институт, Харбин, Китай
[5]Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

Введение. Обработка металломатричных и углепластиковых композиционных материалов требует создания новых упрочняющих покрытий на режущих инструментах, в том числе и на углеродной основе, обладающие существенным резервом износостойкости и долговечности. Прочность и износостойкость твердосплавного инструмента (WC-Co) для обработки современных композитов, содержащих высокоабразивные компоненты, может быть резко повышена нанесением из газовой фазы на его поверхность покрытий из CVD-алмаза, обладающих рекордно высокими твердостью и теплопроводностью, а также низким коэффициентом трения, что позволяет увеличить скорость и качество резания за счет снижения коэффициентов трения между кромками резца и обрабатываемой деталью, и решить задачу экологически чистой обработки путем отказа от применения смазочно-охлаждающих жидкостей (СОЖ). В данной работе выполнены динамические исследования сил резания, а также экспериментально определены силы и коэффициенты трения на поверхностях режущего клина пластин из твердого сплава ВК6 с однослойным MCD и NCD алмазным покрытием упрочненным микроребрами жесткости и без него с углом в плане 90°.

Цель работы. Разработка методов и оборудования для получения CVD алмазного покрытия из смесей газов H_2/CH_4 в СВЧ плазме на подложках WC+Co 6% с блокирующим подслоем вольфрама и микро-ребрами жесткости для износостойкой механической обработки металломатричных (ММК) и углепластиковых (УУК) композитов, проведение исследований физико-химических свойств алмазных покрытий в условиях модельных и натурных испытаний.

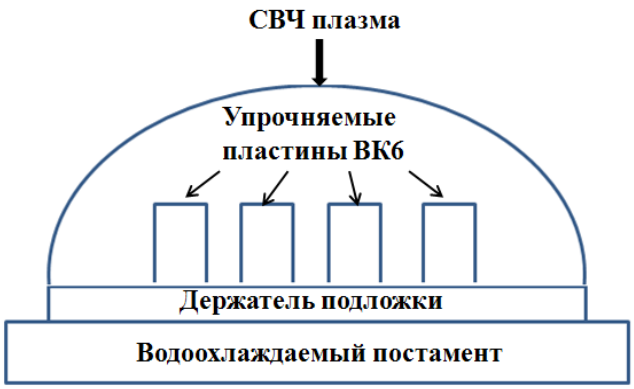


Рис. 1. Схема реактора для группового роста

Методы исследования свойств (материалы и инструменты). Использованы подложки в виде пластин WC+Co 6% (ВК6) круглой (полированные с ростовой стороны до Ra = 0,15 мкм), квадратной и трехгранной формы в состоянии поставки, высотой 4,5 мм. Для исследования структуры, состава и величин локальных напряжений в осажденных АП применялись комбинационное рассеяние света (КР) (спектрометр LabRAM HR 800, Horiba, длина волны возбуждения 473 нм), элементный рентгенографический анализ (ЭРА) (энергодисперсионный спектрометр INCA Energy X-MAX, Oxford Instruments), SEM методы электронной микроскопии (растровый электронный

микроскоп JSM-7001F, JEOL) и оптической профилометрии (WYKO NT1100 (Veeco)). Коэффициент трения определяли методом измерительного скольжения (трибометр "Tribometr" фирмы CSM Instruments (Швейцария) по схеме «стержнень-диск». Измерение твердости по Виккерсу, модуля упругости и упругого восстановления проводилось методом наноиндентирования. Для исследования адгезии АП покрытий использовали метод Роквелла (твердомер КВ 3000 при нагрузке на алмазный конус 1500 Н).

Осаждение однослойных микро- и нанокристаллических алмазных покрытий на твердом сплаве ВК6. Эксперименты проводились на СВЧ плазменном реакторе ARDIS-100, (ЦЕНИ ИОФ РАН, ООО «Оптосистемы») при условиях роста: СВЧ мощность 2,5-2,9 кВт, температура подложки 750-800°С, давление в камере 9,3-10,6 кПа, газовая смесь H_2/CH_4 = 96/4 (%), концентрация метана – 4% и 15 % для MCD и NCD АП соответственно, расход газа 1,0 дм^3/мин, чистота используемых газов: H_2 -99,99999%, CH4-99,9995%.

Методы предобработки подложки из WC+Co 6% (ВК6)

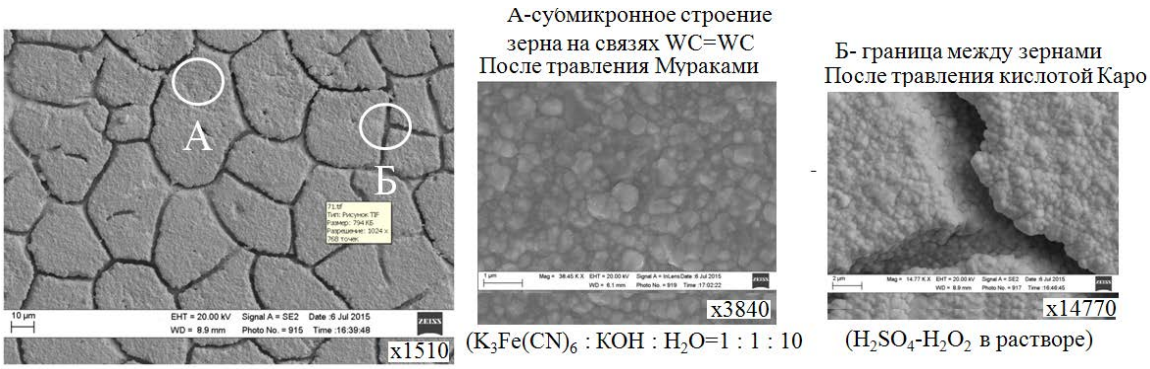


Рис. 2. Травление твердого сплава ВК6 реактивами Мураками и Каро

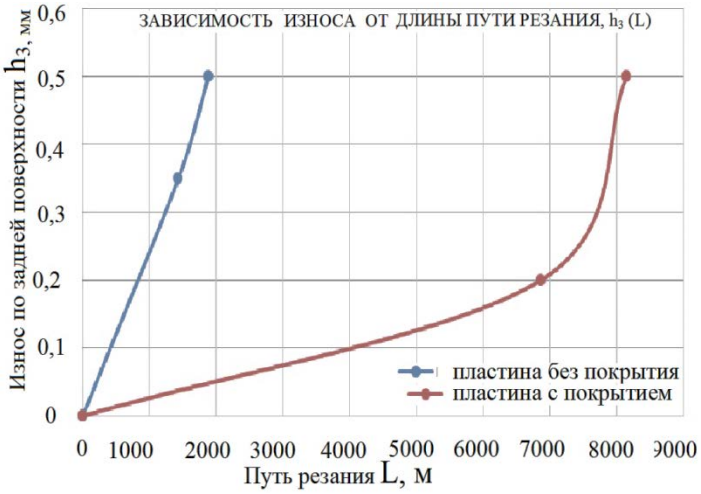


Рис. 3. График зависимости износа (hз) пластин WC+Co 6% без покрытия и с MCD и NCD алмазным покрытием от длины пути резания при точении силумина А390

Нуклеация предростовой поверхности. На диффузионный слой вольфрама наносились порошки детонационного алмаза и HPHT-алмаза (HPHT-high pressure and high temperature) из суспензий частиц размером 5 и 50 нм соответственно в ультразвуке. Сформирован нуклеационный слой, плотностью >109 частиц/см3 с проникновением в микро- и нанопоры. Наибольшая плотность центров нуклеации получена для детонационного алмаза, а по равномерности нанесения - для порошка MD50.

Динамические исследования сил резания. Экспериментально определены силы и коэффициенты трения на поверхностях режущего клина пластин из твердого сплава ВК6 с однослойным MCD и NCD алмазным покрытием и без него с углом в плане 90°.

Эксперимент по исследованию сил резания и стойкости при точении ММК и УУК. Выполнено точение пластинами с микрокристаллическим (MCD), *h* = 6–10 мкм, и нанокристаллическим алмазным покрытием (NCD) *h* < 1мкм на круглой (КЗТС,

державка оригинальная: $\gamma = -6$, $\alpha = -6°$) и многогранной TNMM 220408, Sandvik (ТК20, аналог ВК6), державка PTGNR 2525, $\alpha = 5°$, $\gamma = 0°$, $\varphi = 90°$.

Трибологические испытания. Трибологические испытания проводили методом измерительного скольжения в соответствии с «Методикой выполнения измерений коэффициента трения f на трибометре "Tribometer" фирмы CSM (Швейцария). МВИ КТИ/10» (ФР.1.28.2010.07504) на автоматизированной машине трения (трибометре) TRIBOMETER фирмы CSM Instruments (Швейцария), № 44739-10 в ГРСИ, при следующих условиях: возвратно-поступательное движение "стержень-диск" на воздухе, длина дорожки — 4 мм, прикладываемая нагрузка — 2 Н, скорость вращения -5 см/с, контртело - шарик Si_3N_4 диаметром 3 мм, пробег -20000 циклов / 160. Метрологические характеристики МВИ КТИ/10: показатель точности при измерении коэффициента трения f Δ_m = 4 %. Силу трения измеряли тензодатчиком при взаимном перемещении прижатых друг к другу с заданным усилием плоского образца ВК6 и сферического контртела-шарика. Коэффициент трения трущейся пары, рассчитывали как отношение измеренной силы трения к усилию прижима.

Таблица 1. Результаты трибологических испытаний полученных образцов

Номер образца	Коэффициент трения			
	Начальный	Максимальный	Средний	Конечный
8	0,27	0,42	0,08	0,05
14	0,50	0,51	0,08	0,08
14	0,27	0,74	0,64	0,68

Рентгенофазовый анализ (XRD). Запись дифрактограмм проводилась на рентгеновском дифрактометре Bruker D8 Discover A25 DaVinsi Design с керамической рентгеновской трубкой Siemens KFL, излучение CuKα. Практически все линии, за исключением нескольких слабых линий, идентифицированы с известными кристаллическими фазами: алмаз, карбид вольфрама, вольфрам, W_2C. При измерениях дифрактограмм АП, осажденных в СВЧ реакторе с прямым нагревом подложки, относительные интенсивности линий варьировались как в пределах одного образца, так и для разных образцов АП, что было нехарактерно для АП, осажденных в условиях косвенного нагрева подложки. На дифрактограммах нанокристаллической АП линии W сильно уширены по сравнению с линиями других фаз. Уширение линий увеличивается с ростом угла дифракции, это указывает на то, что причиной уширения являются микродеформации, т.е. вариации параметра элементарной ячейки. Также на рис. линии W смещены в сторону меньших углов по сравнению с табличными значениями для чистого вольфрама. Вероятно, что это обусловлено растворением Si в W без образования новой фазы.

Испытания микро- и нанокристаллических алмазных покрытий методом Роквелла. Испытания MCD и NCD покрытий методом Роквелла выполняли на твердомере КВ 3000 при нагрузке на алмазный конус 1500 Н (шкала С). В отличии от MCD покрытий, измеренные значения твердости для NCD образцов, синтезированных в СВЧ плазменном реакторе с косвенным нагревом подложки, существенно равномернее и между собой отличаются лишь на 0,6 единиц Hrc.

Измерение величины локальных механических напряжений. Помимо алмазного пика в спектрах КР регистрируются полосы D и G, обусловленные неалмазным sp^2-углеродом, характерные для нанокристаллических АП полосы на 1140 и 1500 $см^{-1}$, обусловленные колебаниями углеводородных цепочек на межкристаллитных границах, а также более низкочастотные полосы, обусловленные карбидами и оксидами вольфрама, формирующимися на границе раздела пленка-подложка.

Выводы

1. Разработан метод осаждения микро-ребер из газовой фазы для MCD и NCD покрытий на твердом сплаве ВК6 в СВЧ плазменном реакторе с косвенным нагревом подложки, как адгезионно-прочной реплики каркаса межзеренных границ твердого сплава.
2. Опробирован метод предобработки подложки из твердого сплава ВК6 путем избирательного травления субзерен карбида вольфрама и кобальтовой связки по границам макрозерен для осаждения микро-ребер из газовой фазы в СВЧ плазме.
3. Отработаны режимы ионной очистки и магнетронного напыления адгезионно прочных инкапсулирующих слоев вольфрама толщиной от 200 до 1200 нм блокирующих интрузию кобальта при осаждении алмазных микро-ребер.
4. На отпечатках твердости изучена структура и состав переходных зон подложка-подслой-алмазные микро-ребра-пленка, твердость по Роквеллу при нагрузке на алмазный конус 150 кг составила ~80 единиц с разбросом ±0,6 Hrc.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №15-19-00279.

ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ ДЕФОРМИРОВАННОГО ДЕНТИНА МЕТОДАМИ ФАЗОВОКОНТРАСТНОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ МИКРОСКОПИИ

Аргунова Т.С. [1], Гуткин М.Ю.[2-4], Ляпунова Е.А.[5]

[1]Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия
[2]Институт проблем машиноведения РАН, С.-Петербург, Россия
[3]Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, С.-Петербург, Россия.
[4]Университет ИТМО, С.-Петербург, Россия
[5]Уральский федеральный университет им. Б. Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия, argunova2002@mail.ru

Дентин представляет собой био-композит со сложной многоуровневой микроструктурой, обладающий способностью к значительной упругой и пластической деформации. При нагружении образцы дентина не разрушаются, несмотря на появление трещин [1]. Дентин способен подавлять рост трещин и оставаться твердым, хотя его пористость составляет до 20% объема. Современные реставративные материалы, используемые в стоматологии, значительно уступают дентину либо в пластичности, либо в твердости. Искусственный материал, аналогичный дентину, еще не разработан. Исследование механизмов образования и роста трещин в дентине способствует решению этой важной задачи.

Популярными методами исследования микроструктуры дентина являются оптическая микроскопия (ОМ) [1, 2], сканирующая электронная микроскопия (СЭМ) и атомно-силовая микроскопия (АСМ) [3, 4]. С помощью этих методов дентинные каналы (ДК) и микротрещины можно наблюдать преимущественно на поверхности образцов. Для повышения чувствительности методов образцы дентина подвергают травлению в ортофосфорной кислоте или деминерализации [3], что способно изменить как размер и распределение пустот, так и занимаемый ими объем. Для повышения разрешения размер поля зрения уменьшают до сотых (ОМ) и тысячных (СЭМ) долей миллиметра, или до нескольких микрон (АСМ).

Альтернативным методом наблюдения микроструктуры является рентгеновская фазово-контрастная микроскопия. Фазовый контраст формируется в когерентном излу-

чении высоких энергий (≥ 10 кэВ), когда коэффициент преломления рентгеновского излучения становится в сотни раз больше коэффициента поглощения [5]. В данной работе приведены результаты исследования образцов дентина в пучке когерентного синхротронного излучения (СИ) от источника 3-го поколения Pohang Light Source (PLS) , работающего в г. Поханге, (Южная Корея). В эксперименте монохроматическое СИ проходило сквозь образец, и фазовое изображение формировалось с расстоянием от образца. Это изображение регистрировалось камерой, чувствительной к видимому свету, отраженному от кристалла-сцинтиллятора $CdWO_4$. Размер пикселя матрицы детектора уменьшали от 6.5 до 0.3 мкм с помощью оптического объектива (20×). При этом поле зрения было 830×700 мкм^2. Автоматическая трансляция образца в плоскости, перпендикулярной пучку, производилась синхронно с быстрым затвором камеры. Время экспозиции составляло ~20 с. Серию фрагментов собирали в единое целое при помощи компьютерной программы, получая в итоге изображение всей площади образца.

Для формирования фазово-контрастных изображений принципиально важны следующие характеристики пучка СИ от источника PLS на станции 6C (Bio-Medical imaging). Угловые размеры источника на расстоянии 36 м от места отвода излучения от кольца ускорителя составляли 0.2″ и 2.9″ соответственно в вертикальном (v) и в горизонтальном (h) направлениях. При энергии излучения E = 20 кэВ длина пространственной когерентности L была равна: L_v = 75 мкм и L_h = 4 мкм.

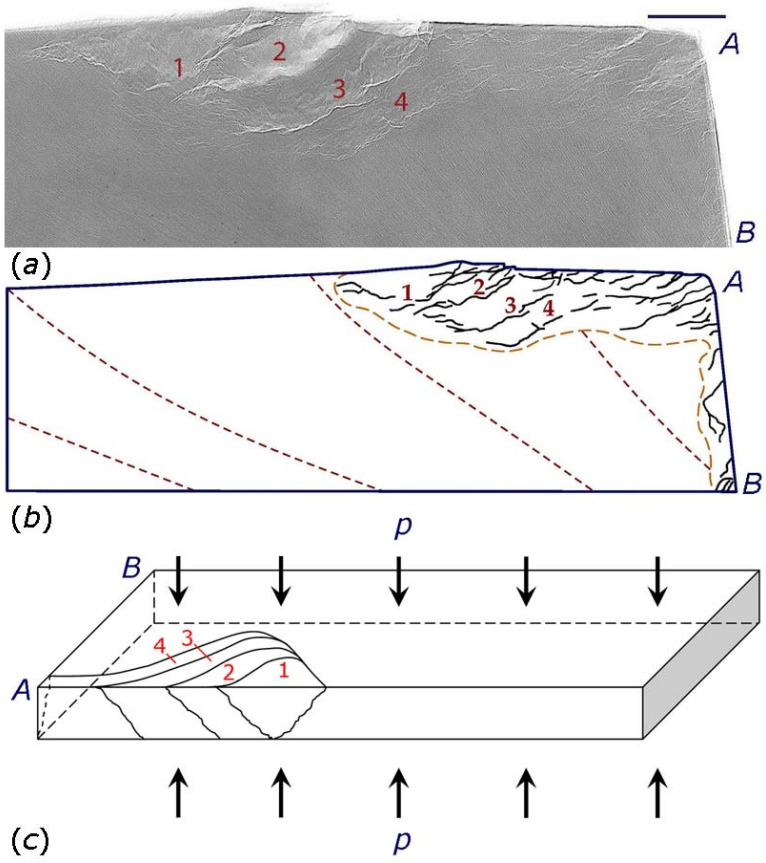


Рис. 1. Трещины сдвига (скола) в испытанном на одноосное сжатие образце дентина. (*a*) Фазово-контрастное изображение поверхности нагружения образца. Масштаб 300 мкм. (*b*) Схема расположения основных трещин по поверхности нагружения образца. (*c*) Схема приложения сжимающей нагрузки p и образования четырех основных сколов 1–4. Штриховые линии с короткими штрихами на схеме (*b*) указывают преимущественную ориентацию дентинных каналов, штриховая линия с длинными штрихами очерчивает основную зону растрескивания

Образцы для исследования вырезали из корневой части зуба человека вдоль корневого канала в форме пластин размером 5×3×0.3 мм и шлифовали до удаления нарушенного слоя. Полировка поверхности делалась вручную на алмазных пастах. Образцы испытывались на одноосное сжатие вдоль толщины пластины в два этапа, до напряжений 280 и 370 МПа. Ранее было установлено, что образцы дентина разрушаются, когда нагрузка превышает предел прочности при сжатии ~500 МПа [2]. При меньших нагруз-

ках на поверхности образцов после сжатия появляются трещины, рост которых подавляется благодаря значительной пластичности материала.

На рис. 1(*a*) показано фазово-контрастное изображение образца дентина после двойной сжимающей нагрузки. По всему фону изображения контраст осциллирует с коротким периодом. Эти осцилляции вызваны рассеянием излучения на исходной структуре дентина, образованной ДК. Можно видеть, что направление каналов меняется: они расходятся веером от корневой части к периферии зуба в процессе его роста. ДК лежат перпендикулярно оси нагружения. Фигуры яркого контраста на фоне каналов представляют собой изображения нарушений, возникших вследствие нагружения образцов.

Исходя из контраста, формы и расположения следов деформации на рис. 1(*a*), появившихся на поверхности плоской пластины дентина после одноосносного сжатия на прессе, можно предположить, что это трещины сдвига (скола). Подавляющее большинство таких трещин расположено у краев пластины, в области, очерченной штриховой линией с длинными штрихами на рис. 1(*b*). В этой области трещины распределены неоднородно. В ее левой части они расположены таким образом, что формируют четыре основные зоны откола 1–4, каждая толщиной порядка 150–200 мкм (рис. 1). В правой части наблюдается повышенная концентрация трещин вблизи углов *A* и *B*.

Важно отметить, что ориентация трещин внешне никак не связана с преимущественной ориентацией ДК, см. рис. 1 (*a, b*). Это говорит о том, что характер разрушения дентина определяется в первую очередь геометрией образца и способом нагружения, а не микроструктурой дентина. В то же время, как следует из наших наблюдений, трещины имеют сложную изогнутую прерывистую форму, что свидетельствует о действии эффективных механизмов диссипации энергии в вершинах растущих трещин и о наличии барьеров для их роста. Это соответствует результатам изучения с помощью СЭМ поверхностей плоских образцов дентина после одноосного сжатия [1].

В заключение, рентгеновские фазово-контрастные изображения, полученные в когерентном СИ в условиях дифракции Френеля, обеспечивают неразрушающий и быстрый способ исследования всего объема образцов дентина с субмикронным разрешением. ДК видны на фазово-контрастных изображениях в виде осцилляций интенсивности. Однако размер ДК определен быть не может, поскольку траектории лучей в образце не сохраняются, и необходимое для определения размеров компьютерное моделирование изображений ДК не представляется возможным. Тем не менее, направление распространения ДК можно определить, не подвергая образец ни химической обработке, как в методах с применением ОМ и СЭМ, ни разрушению, как в методе просвечивающей электронной микроскопии. В образцах после двухэтапной сжимающей нагрузки (280 и 370 МПа) фазово-контрастные изображения выявляют следы деформации в виде сдвиговых микротрещин. Траектории распространения микротрещин в объеме образца можно установить путем реконструкции 3D изображений методом томографии. Сопоставляя 2D проекции, полученные при разных углах наклона образца относительно пучка СИ, с реконструированным изображением микротрещин, можно установить направления распространения этих дефектов относительно направлений ДК.

Авторы благодарят Российский научный фонд, грант N15-19-10007, за поддержку данной работы.

1. D. Zaytsev, A.S. Ivanov, J.V. Mandra, P. Panfilov, Mater. Sci. Eng. C 41 (2014) 83.
2. D. Zaytsev, S. Grigoriev, P. Panfilov, Int. J. Biomaterials 2012 (2012) Article ID 854539.
3. J.H. Kinney, S.J. Marshall, G.W. Marshall. Crit. Rev. Oral Biol. Med. 14 (2003) 13.
4. R. K. Nalla, J. H. Kinney, R. O. Ritchie, Biomaterials 24 (2003) 3955.
5. Synchrotron Radiation. Basics, Methods and Applications. S. Mobilio, F. Boscherini, C. Meneghini (Eds.) Springer, Berlin, 2014.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗРУШЕНИЯ МЕТАЛЛОВ ПРИ УСТАЛОСТНОМ НАГРУЖЕНИИ В УСЛОВИЯХ КОНТАКТА С ПАВ

Банников М.В., Наймарк О.Б.

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

Механические свойства (прочность, пластичность) твердых тел различной физической природы могут существенно изменяться под влиянием окружающей среды. В целом эти изменения разнообразны и могут быть связаны как с химическим взаимодействием, так и с физико-химическим влиянием среды. Во втором случае изменения свойств твердых тел, известные как эффект Ребиндера, связываются обычно с понижением удельной поверхностной энергии тела, в том числе и работы образования его новых поверхностей (трещин) в момент их возникновения. Отличительные особенности этого эффекта заключаются в том, что они наблюдаются только при совместном действии поверхностно-активной среды и напряженного состояния. Степень проявления эффекта зависит от химического состава твердого тела и окружающей среды, от структуры материала и условий деформирования [1]. Значительное уменьшение разрывных напряжений и деформаций свидетельствует о качественном изменении условий деформирования.

Исследования закономерностей эффекта Ребиндера при различных скоростях деформирования указывают на чисто поверхностное влияние окружающей среды, с пренебрежимо малой глубиной диффузии атомов ПАВ в объем материала за время разрушения. Особенности проявления эффекта Ребиндера дают основания предположить, что деформируемый образец должен рассматриваться в общем случае как часть системы «твердое тело - ПАВ». Если же математическое описание процесса ограничено объемом образца, то влияние окружающей среды должно быть отражено в граничных условиях. Применительно к краевой задаче разрушения речь идет об определении граничных условий для параметра поврежденности, ассоциируемого с реальной дефектной структурой материала, в условиях контакта на поверхности образца с ПАВ, которые могут существенно влиять на кинетику развития дефектов, его стадийность, локализацию поврежденности.

Роль поверхности в развитии дефектов

Поверхность материала, как отмечал Френкель [2], играет особую роль в процессе необратимой деформации твердых тел, являясь источником и стоком большой мощности для дефектов. Поскольку необратимая деформация определяется нелокальными взаимодействиями, диффузионными процессами, в основе которых лежит взаимодействие дислокаций между собой и с вакансиями, в [3] было высказано предположение, что ПАВ может сильно влиять на диффузионные процессы при взаимодействии, например, дислокационных петель с поверхностью твердого тела. При этом выход дислокаций на внешнюю границу завершает микроскопический акт необратимого деформирования. Поэтому отсутствие или недостаточная мощность внешнего стока для дислокаций приводит к рассогласованию процессов их зарождения и движения в макроскопическом объеме, что влияет на развитие пластичности, упрочнения и локализацию поврежденности. Для параметра плотности дефектов $p_{zz} = p$, можно записать следующий вид граничных условий на поверхности S

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -Np,\ x \in S\ ,$$

где N – константа взаимодействия, зависящая от химических потенциалов твердого тела и окружающей среды.

Влияние величины параметра взаимодействия N на изменение критических режимов показало (для случая активного нагружения, деформирования с постоянной скоростью), что случай больших N соответствует свойству свободной поверхности как «стока» неограниченной мощности для дефектов ($p_{ik}=0$). При $N=0$ кинетика развития разрушения реализуется за более короткое время при меньших величинах деформации и напряжений разрушения.

На основе проведенного в [4] численного анализа сделан вывод, что физико-химическое влияние окружающей среды может быть интерпретировано как эффективное запирание» свободной поверхности для движущихся дислокаций.

Материал и условия эксперимента

В работе исследуется эффект адсорбционного понижения прочности чистого железа под действием жидкого эвтектоидного сплава на основе галлия с оловом и индием в режиме гигацикловой усталости. Данный вид испытаний позволяет установить качественные изменения в стадийности развития поврежденности в связи с типичным для условий гигациклового нагружения формированием очага макроскопического разрушения («fish-eye area») в объеме образца. Испытания проводились на ультразвуковой нагружающей машине резонансного типа Shimadzu USF-2000 [5]. Установка обеспечивает циклическое нагружение образца в режиме ультразвукового резонанса. Амплитуда смещения достигает максимума U_0 на свободном торце образца и измеряется динамическим сенсором. Максимальное напряжение сосредоточено в центре образца. Номинальная резонансная частота вибраций нагружающего устройства близка к 20 кГц и нарушение условий резонанса более чем 0.5 кГц является критерием остановки испытания, что связывается с образованием усталостной трещины.

Результаты усталостных испытаний

На рис. 1 представлены результаты испытания для образцов армко-железа на воздухе и при контакте с жидким металлом. Анализ данных [6] позволяют сделать вывод о том, что для рассматриваемого материала на воздухе существует предполагаемый предел усталости на базе испытаний $3\cdot10^9$ при напряжении 160 МПа с типичным сценарием зарождения трещины («fish-eye») в объеме образца. Однако при нанесении тонкого слоя жидкого галлия на поверхность образца, его усталостная долговечность снижается более чем на 2 порядка ($6\cdot10^6$ – $2{,}3\cdot10^7$ циклов до разрушения).

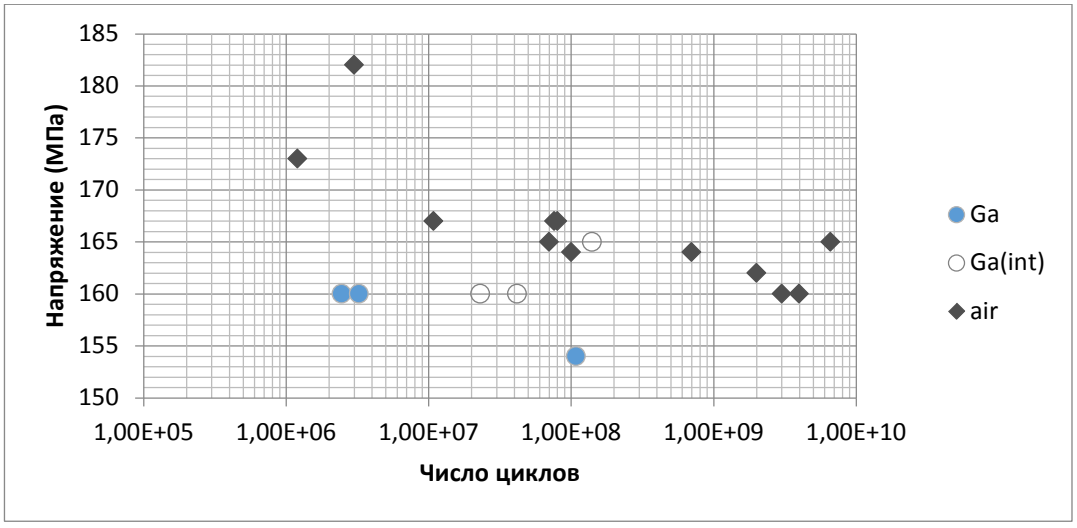


Рис. 1. Результаты усталостных испытаний армко-железа на воздухе и при контакте с жидким металлом

Потеря образцом резонансной частоты на ультразвуковой машине является следствием нелинейных процессов, обусловленных изменением упругих свойств и эффектами неупругости, предшествующих зарождению усталостной трещины. В случае ультразвукового нагружения образца в присутствие жидкого галлия обнаруживалась усталостная трещина, зародившаяся с поверхности образца как при механизмах классической многоцикловой усталости. Края трещины свидетельствовали о проникновении жидкого металла в трещину в процессе усталостных испытаний.

Анализ фрактографии изломов позволил установить, что трещина в присутствие жидкого металла зарождается в приповерхностном слое материала. Анализ химических элементов, проведенный по отраженным от поверхности разрушения спектрам в сканирующем электронном микроскопе, позволил определить, что жидкий металл проникает внутрь материала на глубину около 200 мкм и находится исключительно в очаге зарождения трещины.

Заключение

Свойство поверхности, как «стока» большой мощности для дефектов, оказывается существенно сниженным при близости химических потенциалов твердого тела и ПАВа вследствие «достраивания» незавершенных атомных плоскостей, что обеспечивает «адиабатичность» процесса накопления поврежденности в объеме материала. Показано, что долговечность и прочность материала снижается существенно при уменьшении параметра N, при этом область локализации плотности дефектов смещается в приповерхностный слой, что характерно для проявлений «охрупчивания» материалов при контакте с ПАВ. Эффект Ребиндера кардинально изменяет механизм зарождения трещины в гигацикловом режиме усталости, что приводит к образованию трещины в приповерхностном слое образца, а не в объеме материала, что характерно для режима гигациклового нагружения.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 14-01-00842, 15-08-08921, 16-41-590892 р_а, 16-48-590534 р_а, .

Список литературы

1. Ребиндер П.А., Щукин Е.Д. // Усп. физ. наук. 1972. 108.С. 1.
2. Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкости.- Ленинград: Наука.- 1975.-С.592
3. Naimark O.B., Silberschmidt V.V. On the fracture of solids with microcrcacks // Eur.J. of Mechanics, 1991, n.6, p.607-619.
4. Наймарк О.Б., Плехов О.А., Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г., Нарыкова М.В. Кинетика накопления дефектов и дуальность кривой Веллера при гигацикловой усталости металлов // ЖТФ. – 2014. – т. 84. – в. 3. – с. 89-94.
5. Bathias, C. Gigacycle Fatigue in Mechanical Practice / C. Bathias, P. C. Paris. – Marcel Dekker Publisher Co. – 2005. – 328 p.
6. А.Н. Вшивков, А.Е. Прохоров, С.В. Уваров, О.А. Плехов // Вестник ПНИПУ Механика, 2013, № 4, с. 18-32.

НЕЛИНЕЙНАЯ КИНЕТИКА ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПРИ НАПОЛНЕНИИ ДЛИННОЦЕПНЫХ ПОЛИМЕРОВ

Барахтин Б.К.*, Кузнецов А.В., Савенков Г.Г***., Седлецкий Р.В.***

**ФГУП «ЦНИИ КМ «Прометей», **АО «Машиностроительный завод «Армалит»,*
****Государственный Технологический институт (технический университет)*
г.С.-Петербург, Россия
BBarakhtin@mail.ru

Результаты исследований композиционных материалов, образованных введением низкомодульных углеродных волокон Ø6±1 мкм (УРАЛ-Т) в эпоксиатинную матрицу[1] с длинноцепной молекулярной структурой, не противоречили теории волокнистых композитов, согласно которой в упругой области деформация волокон и матрицы одинакова и модуль определяется выражением:

$$E = V_n E_n + V_m E_m \qquad \text{при условии } V_n + V_m = 1. \qquad (1)$$

Здесь V_n и V_m – объемные доли, а E_n и E_m модули волокна *n* и связующего *m*.

Вместе с тем было установлено [1,2], при вариации объемной доли наполнителя в изменениях физико-механических свойств: плотности (ρ), модуля Юнга (*E*), прочности (σ) и коэффициента аморфизации (η) полимера возникают единообразные квазипериодические осцилляции (рис.1) на фоне устойчивого тренда с ростом.

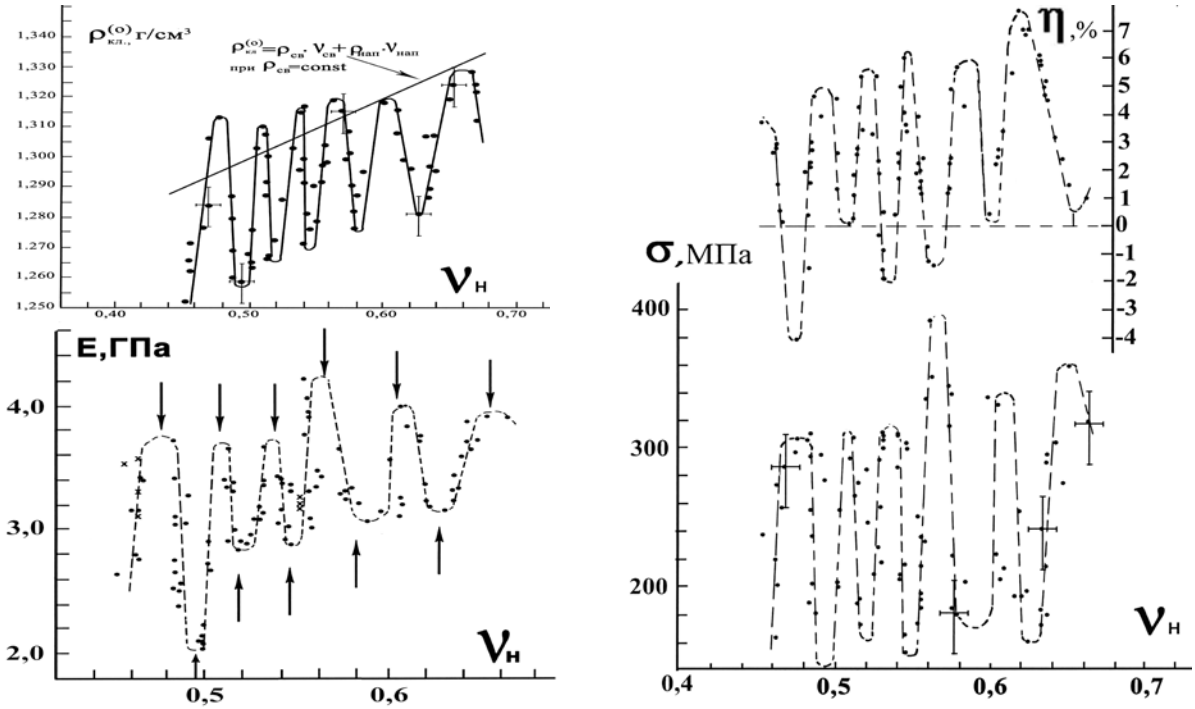


Рис.1. Плотность (ρ), модуль Юнга (*E*), прочность (σ) и коэффициент аморфизации (η) в зависимости от объемной доли наполнителя ($\nu_н$) в эпоксиатинной матрице

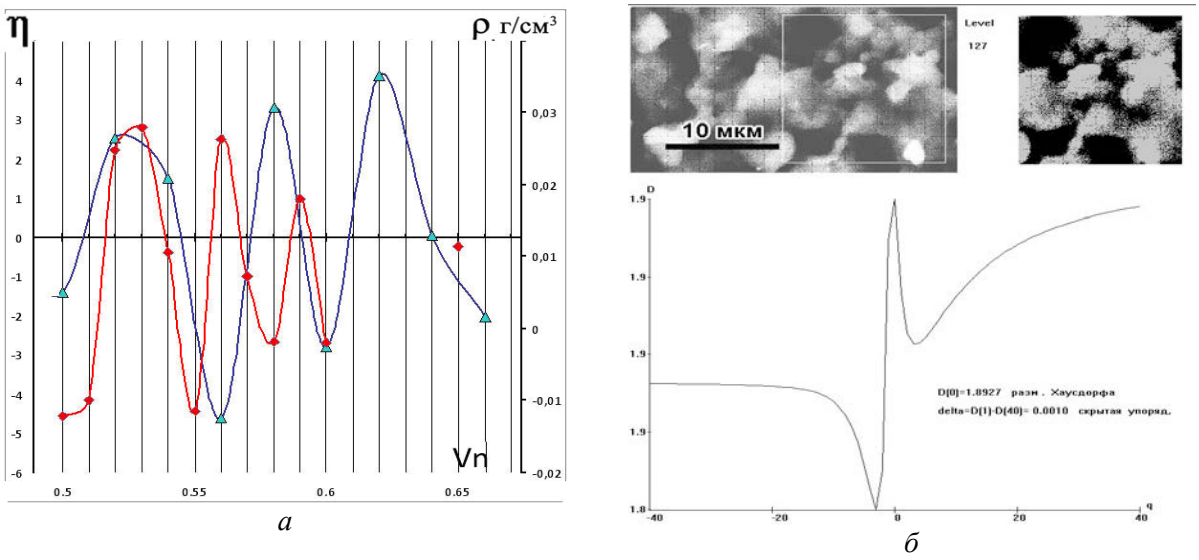
Однотипное поведение физических величин было обнаружено разными методами [3,4]. Из этого следовало, что обнаруженные колебания обусловлены не инструментальными погрешностями экспериментов, а структурными превращениями в полимерной матрице на этапах вакуумной пропитки волокон связующим и последующей термической обработки композиции. Для удобства анализа из полученных опытных данных для

[1] Эпоксиатинная матрица состоит из смеси смолы ЭД-22 и отвердителя ОС-1.

каждого параметра были сформированы новые статистические массивы $Z_{дисп}(\nu_n)$ по алгоритму:

$$Y_{эксп} - y_{корр} = Z_{дисп}. \quad (2)$$

Здесь для каждого текущего параметра ν_n из экспериментального значения $Y_{эксп}$ вычитается величина $y_{корр}$, вычисленная по уравнению линейной регрессии. Выполненное преобразование данных позволило обнаружить эффект рассогласования частот (рис.2) в изменениях механических параметров (E, ρ, σ) и коэффициента аморфизации (η) в зависимости от объемной доля наполнителя ($\nu_н$).



а *б*

Рис.2. Колебания плотности ρ (ромбы) в совмещении с колебаниями коэффициента кристалличности η (треугольники) в зависимости от объемной доли наполнителя ν_n – *а*); пример обработки изображений, полученных в лучах SE электронов при оптическом увеличении х3000 –*б*)

В результате сопоставлении преобразованных данных установлено:

- значения отклонений всех измеренных физических параметров композита меняются по колебательному сценарию;
- колебания заметны, начиная со значения $\nu_n \sim 0{,}45$ с чередованием экстремумов (ρ, E и σ) по степенному закону 2^{k+1} (где k = 0, 1, 2, 3, и т.д.) и одновременным возникновением рассогласования частоты с изменениями коэффициента аморфизации η;
- размах амплитуд дисперсий плотности ρ композита уменьшается экспоненциально, что типично для колебательных процессов с затуханием;
- в областях достижения экстремумов дисперсий прочности и модуля композита их отношения в форме $\varepsilon = \sigma/E$ постоянны и равны 0,075±0,005, тем самым, указывая на достижение «предельной» упругой деформации.

Обнаруженные изменения физико-механических параметров наполняемого длинноцепного полимера характеризуют его как неравновесную среду с нелинейными свойствами и являются признаками самоорганизации молекулярной структуры [5]. На вероятность нелинейной кинетики также указали результаты мультифрактальной аттестации изображений объектов, видимых яркими в лучах вторичных электронов (SE) вследствие неполного снятия электрического заряда атомно-молекулярными связями. Из числа мультифрактальных параметров выбраны два: пространственная размерность D_0 как характеристика однородного фрактала и «скрытая упорядоченность» δ, смысл которой состоит в статистической оценке симметрии и устойчивости объектов анализа. Полученные данные (D_0 = 1,89±0,03 и δ = 0,0015±0,0005) свидетельствовали о возможной хаотизации связей в микрообъемах связующего. Этап смены кинетики изменений $F(\rho, E, \sigma, \eta_n)$ можно характеризовать как структурно-фазовый переход второго рода.

Поскольку выявленные особенности обнаруживались в зависимости от объемной доли наполнителя, представилось логичным связать экспериментальный феномен кинетики физико-механических свойств с локальными трансформациями клубковых молекулярных структур в упорядоченные закристаллизованные ламели вследствие локальной деформации и разрывов структурных связей в диапазоне масштабов от 10^{-7} до 10^{-3} м (рис.2). Представляется, что по мере возрастания v_n свыше 0,45 уплотнение среды приводит к нарушению целостности межмолекулярных связей в мономерах связующего. При числе разрывов (k) в постоянном объеме образца количество A участков активного взаимодействия наполнителя и связующего можно выразить как: $A = A_0\ 2^{k+1}$. Приведенная запись отвечает экспериментальным зависимостям $F(\rho, E, \sigma, \eta_n)$, если характеризовать изменение коэффициента аморфизации в виде суммы: $\eta_n = \eta_n(S) + \eta(A_0\ 2^{k+1})$. Первое слагаемое отвечает «тренду» изменения свойства, а второе – его колебательному изменению. При выполнении соотношения (1) феноменологическая модель структурных изменений $F(\rho, E, \sigma, \eta_n)$ представлена простейшими кинетическими уравнениями:

$$dF/dt = C_1 F \quad \text{до } v_n \sim 0{,}45;$$

$$dF^*/dt = C_2 F^*(\rho, E, \sigma) + C_3 F^*(\eta_n) \quad \text{после } v_n > 0{,}45.$$

Здесь v_n и v_m – объемные доли, а E_n и E_m модули наполнителя n и связующего m; C_1, C_2 и C_3 – некоторые постоянные.

Предполагается, что прочность композита определяется не только адгезионными свойствами в объемах (D~10–50 нм) композита, но и организацией молекул в блоках мономеров. Поэтому доминирующим фактором является модуль сдвига полимера, в длинноцепных молекулах которого трансляционные и ротационные моды определяют релаксационное свойство среды.

Выводы

1. Результаты экспериментов показали, что в постоянном реакционном объеме с разным соотношением объемных долей углеродных волокон и связующего при определенных (критических) концентрациях наполнителя возможны структурные перестройки по сценарию самоорганизации.

2. В формировании физико-механических свойств композита изменение коэффициента аморфизации указывает на доминирующую роль процессов кристаллизации связующего за счет перехода его клубковой молекулярной структуры в упорядоченную ламелярную.

Список литературы

1. Седлецкий Р.В. Анализ и экспериментальное обоснование реверсивной кинетики водомассопереноса в высоконаполненных полимерных конструкционных композитах // Вопросы материаловедения, 2014.- №3 (79).- С.122-137.
2. Седлецкий Р.В. Физико-химические концепции кинетики водомассопереноса в высоконаполненных полимерных материалах // Российский химический журнал, 2009.- т.53, вып.4.- С.115-124.
3. Седлецкий Р.В., Николаев Г.И. Принципы внутриобъемной нанотехнологии хемосорбционной защиты от водопоглощения и деградации прочности для высоконаполненных конструкционных полимерных материалов // Вопросы материаловедения, 2008.- №2 (54).- С.148-162.
4. Седлецкий Р.В. Особенности оценки эксплуатационного ресурса сферопластиков как материала элементов плавучести глубоководных аппаратов // Вопросы материаловедения, 2015.- №3 (83).- С.133-139.
5. Барахтин Б.К., Немец А.М. Фрактальная модель образования аморфизованного квазикристалла // Вопросы материаловедения, 1998. N4(17).- с.9-13.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ ЛЕНТОЧНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТЕКОЛ В РАМКАХ КЛАССИЧЕСКОЙ РЕОЛОГИИ

Фёдоров В.А., Березнер А.Д., Плужникова Т.Н., Васильева С.В.

Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина, Тамбов, Россия
qwert1009@mail.ru

Исследование процессов, протекающих в аморфных металлических образцах, представляет интерес ввиду наличия у данного вида материалов уникальных магнитных и механических свойств по отношению к обычным металлам. Известно, что в процессе нагрева аморфных и нанокристаллических металлов их структура способна перестроиться, и, следовательно, могут измениться вышеуказанные свойства. Несмотря на наличие работ [1], [2], [3], направленных на поиск опорных параметров состояния механической деформации, явное установление связи этих величин со структурой материала осложнено неоднозначностью моделей, в рамках которых были предложены эти параметры. Чаще всего рассматриваются три модели, применяющиеся для качественного описания процессов, протекающих в аморфных металлических сплавах. К ним относятся: модель свободного объема, модель структурной релаксации, жидкостная модель. В рамках данных моделей предлагаются опорные величины, связанные с деформацией: вязкость, величина относительной деформации при ползучести и др. Однако, ввиду отсутствия явного вида функции удлинения, применение экспериментальных результатов в рамках имеющихся моделей затруднено. В связи с этим, целью работы является: экспериментальное и аналитическое исследование деформационного поведения аморфного и нанокристаллического металлических сплавов при комбинированном воздействии температурного поля и постоянной нагрузки. В экспериментах использовали аморфные металлические сплавы на основе кобальта с размерами: 50×3,5×0,02 мм. Предварительно нагруженные образцы нагревали в печи при температурах от 300 до 1023 К. Скорость нагрева поддерживали постоянной. Также проводили нагружение при постоянных температурах, не превосходящих температуру кристаллизации исследуемых сплавов. Температуру образца фиксировали лазерным пирометром Testo-845. Удлинение образцов измеряли триангуляционным датчиком, рельеф поверхности лент фиксировали профилометром Wyko NT 9080 (длина волны излучения λ = 670 нм). Для определения кристалличности структуры выполняли исследования на дифрактометре. Экспериментально установлено, что при нагреве и постоянной нагрузке кривая деформации является гладкой или сопровождается скачками. В случае гладкой кривой, деформация протекает аналогично кривой рисунка 1, при этом скачки деформации на ней не наблюдаются.

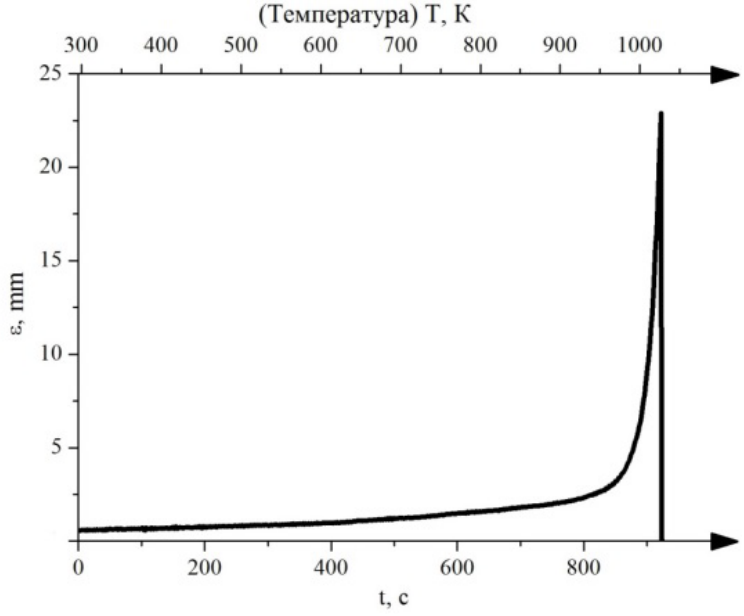


Рис. 1. Кривая ползучести, построенная в условиях ползучести при влиянии переменного температурного поля

Величина среднего значения необратимых скачков деформации составляет не более 1 % от общего удлинения образца и превосходит величину погрешности лазерного триангуляционного датчика на три порядка. Разрушение образов носит вязкий характер, сопровождается значительным удлинением и продольным гофрированием лент (рис. 2). Толщина образца в зоне утяжки составляет ~ 1мкм, а ширина ~ 1.6 мм.

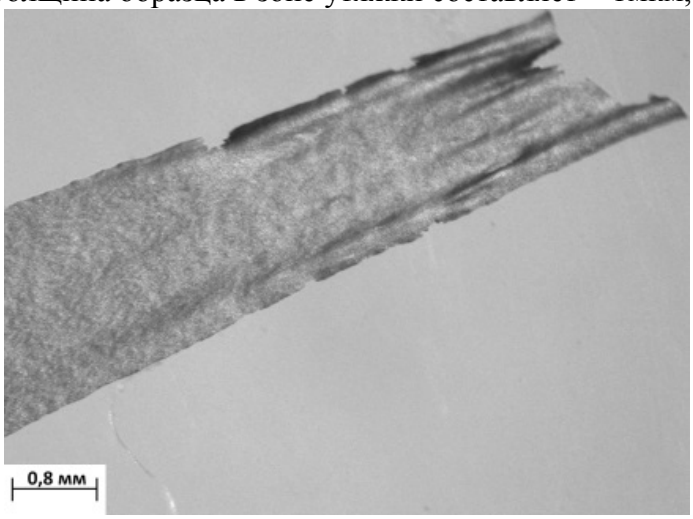


Рис.2. Область разрушения образцов

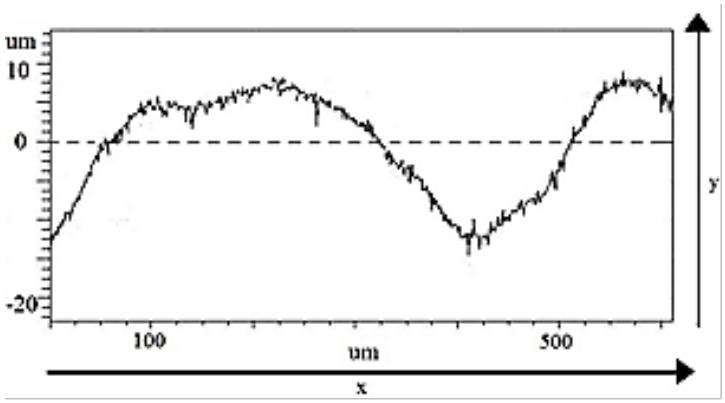


Рис. 3. Профилограмма поверхности образца АМАГ-180 снятая в поперечном к нагрузке направлении после разрушения при T = 1023 К

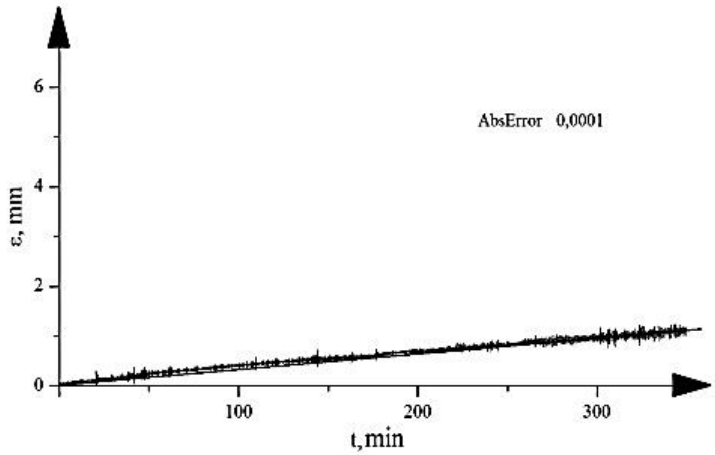


Рис. 4. Кривая ползучести аморфного сплава, построенная при испытаниях в постоянном температурном поле

Установлено, что амплитуда рельефа между впадинами и возвышенностями при гофрировании достигает 20–25 мкм (рис. 3). Образование складок, по-видимому, связано с явлением неустойчивости при деформации тонких лент.

При фиксированной нагрузке и постоянной температуре образцы аморфных сплавов заметно деформируются лишь при достижении критической температуры, необходимой для активации процесса ползучести. Вариация величины статичной нагрузки и температуры позволяет установить связь между данными параметрами и скоростью деформации образцов. На рисунке 4 представлен вид кривых ползучести в условиях постоянного температурного поля.

Отмечено, что в условиях одноосного механического нагружения, при наличии линейной ползучести преимущественно возникает сдвиговая деформация.

Установлено, что для всех экспериментальных кривых на всем интервале применимости классической физики (до масштаба микрометра) возможен подбор гиперболической зависимости вида:

$$x(t) = x_0 + \frac{Ct}{B(B-t)} \qquad (1)$$

где x_0 – начальное показание датчика; C,B - аналитические параметры, имеющие фиксированные значения и размерность, t – время деформации.

Из литературы [4] известно, что деформация аморфных образцов является негомогенным

процессом, что свидетельствует об отсутствии ньютоновского течения в процессе ползучести. Это позволяет провести проверку практической применимости уравнения (1) посредством альтернативного доказательства отсутствия нътоновского течения в структуре аморфных сплавов, при воздействии переменного температурного поля. Получение условия неньютоновского «течения», возникающего при деформации аморфных сплавов, дается подстановкой зависимости (1) и ее производной в уравнение связи нагрузки сдвига τ и скорости деформации $\dot{\varepsilon}$:

$$\tau(\dot{\varepsilon}) = G\,\mathrm{arctg}(\varepsilon(\dot{\varepsilon})) = G\,\mathrm{arctg}\left(\sqrt{\frac{C\dot{\varepsilon}}{x_0}} - \frac{C}{Bx_0}\right), \qquad (2)$$

Уравнение (2) не соответствует условию ньютоновского течения (уравнение связи нагрузки сдвига, величины динамической вязкости η и скорости деформации):

$$\tau(\dot{\varepsilon}) = \eta(T)\dot{\varepsilon}, \qquad (3)$$

что позволяет убедиться в наличии физического смысла уравнения (1). Размерность предложенных величин сохраняется во всех преобразованиях. В случае линейной зависимости ползучести, при деформации с постоянной температурой нагрева, условие ньютоновского течения также не выполняется ввиду постоянства величины скорости деформации, что приводит к отсутствию однозначности функции (3).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 16-31-00432) и гос. задания (проект № 2476)

Список литературы

1. J. Strombom , P. Henderson, S.J. Savage. Script.Met.et Mat. 27, (1992);
2. K. Csach, J.Miskuf, A. Jurikova. Acta Phys. Pol. 113, (2008);
3. P.Kozikowski et al., Script.Mat. 67, (2012);
4. Люборский, Ф. Е. Аморфные металлические сплавы. М. Металлургия, 1987.

ЧИСЛЕННОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЧНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ

Билалов Д.А., Соковиков М.А., Баяндин Ю.В., Чудинов В.В., Оборин В.А., Наймарк О.Б.

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

Экспериментальная схема

Работа посвящена численному моделированию процесса пробивания преград из алюминиевых сплавов АМг6 и А6061. Соответствующая экспериментальная схема изображена на рис. 1. При помощи газовой пушки разгоняют цилиндрический снаряд (ударник), который пробивает мишень, выбивая из неё «пробку» (рис. 2).

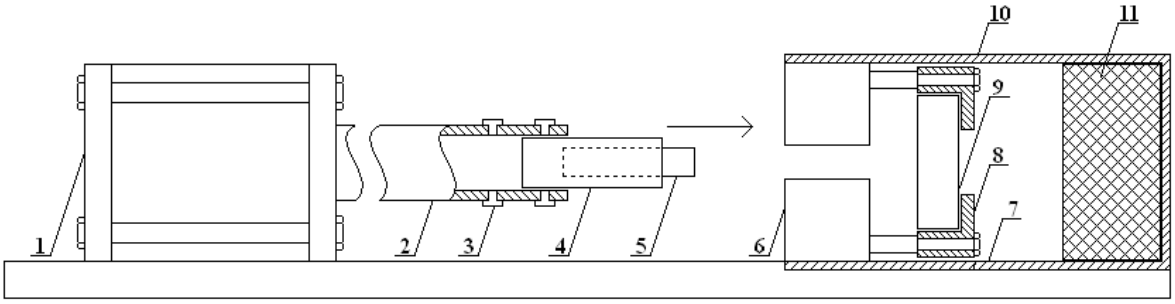


Рис. 1. Схема установки для испытания образцов на пробивание. Цифрами обозначены: 1 – камера высокого давления, 2 – ствол, 3 – фотодатчики, 4 – поддон, 5 – ударник, 6 – отсекатель, 7 – рама, 8 – устройство для крепления мишени, 9 – мишень, 10 – приёмная камера, 11 – улавливатель

Рис. 2. Пример пробитой преграды, выбитой «пробки» и ударник

Математическая постановка

Для моделирования вышеуказанного процесса использовалась модель деформируемого твёрдого тела с дефектами [1]. Полная система уравнений имеет следующий вид:

$$\rho\dot{\mathbf{V}} = \nabla\cdot\boldsymbol{\sigma} \quad (1)$$

$$\dot{\rho} + \rho\nabla\cdot\mathbf{V} = 0 \quad (2)$$

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}} = \frac{1}{2}(\nabla\mathbf{V} + \mathbf{V}\nabla) \quad (3)$$

$$\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma}_s + \boldsymbol{\sigma}_d \quad (4)$$

$$\dot{\boldsymbol{\sigma}} = \lambda I_1(\dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p - \dot{\mathbf{p}})\mathbf{E} + 2G(\dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p - \dot{\mathbf{p}}) \quad (5)$$

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p = \Gamma_1\boldsymbol{\sigma}_d - \Gamma_2\frac{\partial F}{\partial\mathbf{p}} \quad (6)$$

$$\dot{\mathbf{p}} = \Gamma_2\boldsymbol{\sigma}_d - \Gamma_3\frac{\partial F}{\partial\mathbf{p}} \quad (7)$$

$$\rho C_p\dot{T} = \boldsymbol{\sigma} : (\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p + \dot{\mathbf{p}}) \quad (8)$$

и состоит из: уравнения движения (1), уравнения неразрывности (2), геометрического уравнения (3), определяющих соотношений (4-7) и уравнения тепловыделения (8).

В (1)–(8) приняты следующие обозначения: $\boldsymbol{E}$ – единичный тензор, ρ – плотность материала; $\boldsymbol{V}$ – вектор скорости; $\boldsymbol{\sigma}$ – тензор напряжений, $\boldsymbol{\sigma}_s$, $\boldsymbol{\sigma}_d$ – его шаровая и девиа-

торная части; $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}$ – тензор скорости деформации; $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p$ - пластическая составляющая тензора скорости деформации; $\boldsymbol{p}$ – тензор плотности микродефектов; λ и G – упругие константы материала; T – температура; C_p – теплоёмкость; F – свободная энергия, которая является функцией от $\boldsymbol{p}$, $\boldsymbol{\sigma}$; Γ_1, Γ_2, Γ_3 – положительные кинетические коэффициенты, в общем случае зависящие от параметров состояния.

Результаты численных расчётов

Идентификация параметров модели Γ_1 , Γ_2 , Γ_3 проводилась в одномерном случае путём решения задачи минимизации невязки между экспериментальной [2] и численной диаграммами деформирования. Результаты решения задачи оптимизации изображены на рис. 3.

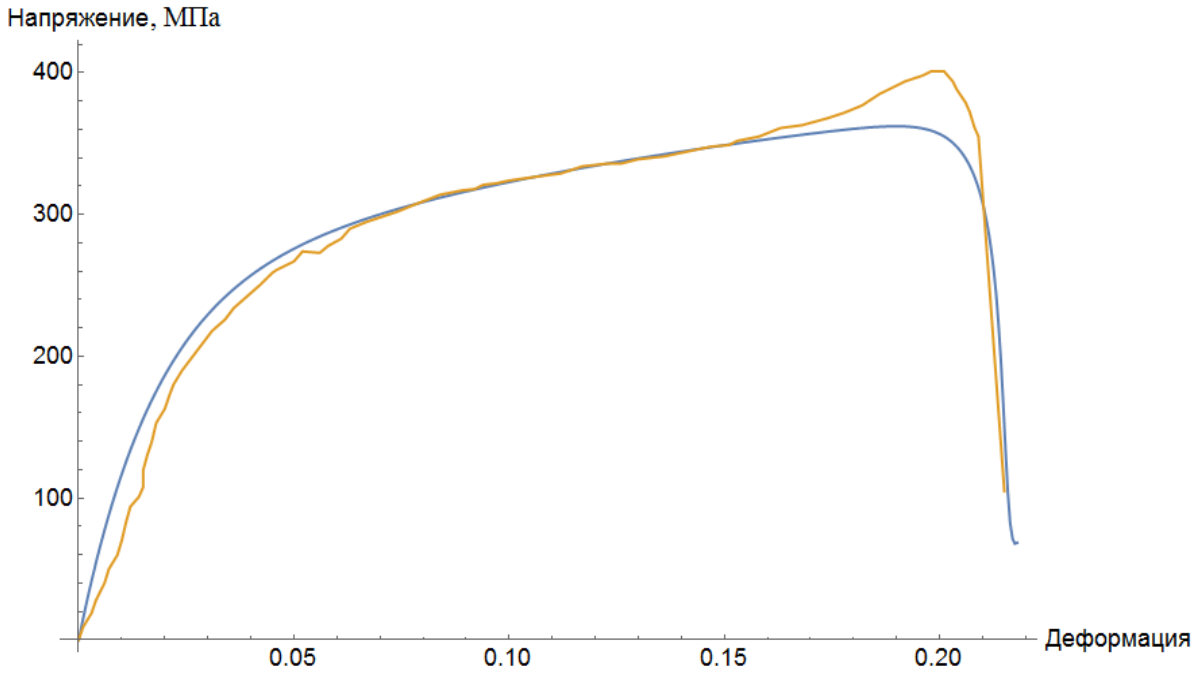


Рис. 3. Экспериментальная [2] и расчётная диаграммы деформирования

Уравнения (4)-(8) были внедрены в пакет прикладных программ Abaqus при помощи пользовательской процедуры для проведения трёхмерных численных расчётов. Результаты моделирования представлены на рис. 4. В ходе эксперимента в режиме реального времени боковая поверхность преград снималась высокоскоростной инфракрасной камерой CEDIP Silver 450M. Температура, измеренная в эксперименте в удовлетворительном соответствии и расчётными данными.

Исследования морфологии поверхности разрушения

После пробивания на сохранённых образцах проводился фрактальный анализ морфологии поверхности разрушения при помощи оптического интерферометра-профилометра NewView-5010 в терминах масштабно-инвариантного показателя (показателя Хёрста) [3].

Выводы

Экспериментальное исследование локализации деформации при динамическом нагружении в сочетании с инфракрасными измерениями и численным моделированием позволяет рассматривать переход к разрушению адиабатическим сдвигом как механизм, индуцированный структурными изменениями в материале. Измеренная температура в

зоне локализации не подтверждает традиционные представления о механизмах локализации деформации как автокаталитически контролируемого температурой процесса вязкопластического течения. Структурный анализ показал коррелированное поведение ансамбля микросдвигов, которое может быть классифицировано, как структурный переход, обеспечивающий локализацию деформации.

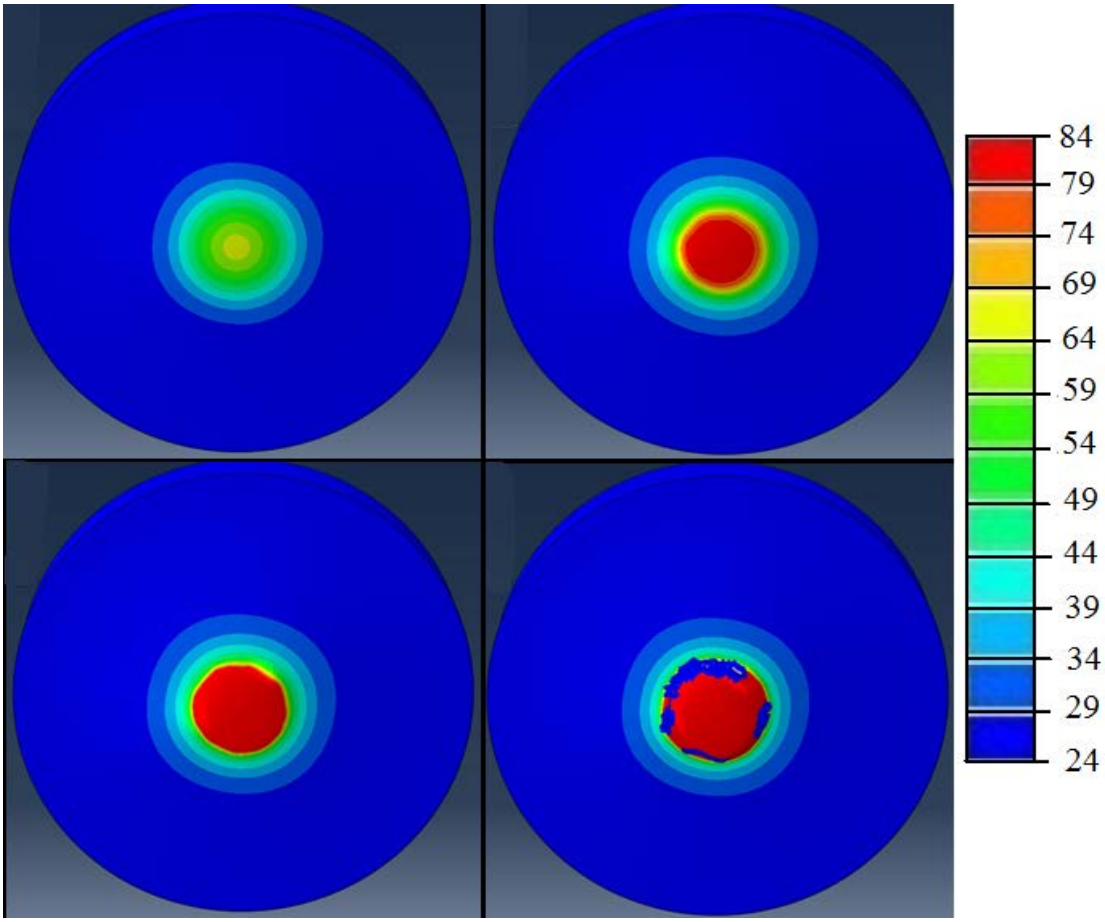


Рис. 4. Результаты численных расчётов. Распределение поля температуры на тыльной поверхности мишени в различные моменты времени

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ № 16-48-590534 р_а, № 15-08-08921 а, 14-01-00842, № 16-41-590892 р_а.

Список литературы

1. Д.А. Билалов, М.А. Соковиков, В.В. Чудинов, В.А. Оборин, Ю.В. Баяндин, А.И. Терёхина, О.Б. Наймарк Исследование локализации пластического сдвига в алюминиевых сплавах при динамическом нагружении // Вычислительная механика сплошных сред. – 2015. – Т. 8, № 3. – С. 319-328
2. Скрипняк Н.В. Динамика разрушения алюминий-магниевого сплава АМг6 // Современные проблемы науки и образования. – 2013. – № 6.
3. 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. 29, (2010) 1008-1014.

ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЙ РАДИАЛЬНОЙ ДИСКЛИНАЦИОННОЙ ПЕТЛИ (ДИСЛОКАЦИИ СОМИЛИАНЫ) В УПРУГОМ ЦИЛИНДРЕ

Бобыль Е.А.[1], Гуткин М.Ю.[1-3], Колесникова А.Л.[2, 3], Романов А.Е.[3-5]

[1] *Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, С.-Петербург, Россия*
[2] *Институт проблем машиноведения РАН, С.-Петербург, Россия*
[3] *Университет ИТМО, С.-Петербург, Россия*
[4] *Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия*
[5] *Тольяттинский государственный университет, Тольятти, Россия*
katj_al@yahoo.com; m.y.gutkin@gmail.com;
annakolesnikovaphysics@gmail.com;
aer@mail.ioffe.ru

Развитие аналитических методов решения граничных задач теории упругости требует разработки новых подходов, позволяющих ставить и решать задачи, актуальные для современных неоднородных материалов и твердотельных структур. Одним из таких подходов является использование в качестве базовых элементов упругих полей различных дислокационных и дисклинационных конфигураций. В частности, в последние годы значительное внимание уделяется круговым петлям радиальных дисклинаций – одному из видов дислокаций Сомилианы [1–8]. Для этих петель найдены упругие поля и энергия в бесконечной среде [1–3, 5–7], а также исследованы случаи, когда петля залегала параллельно плоским границам раздела – у свободной поверхности упругого полупространства и у межфазной границы [4, 8].

Целью настоящей работы было решение граничной задачи теории упругости для круговой петли радиальной дисклинации (дислокации Сомилианы) в упругом цилиндре. Геометрические характеристики этого дефекта (рис. 1) – скачок смещений и пластическая дисторсия – определяются соответственно формулами [1, 5]: $[u_r] = \omega r$ и $\beta_{zr}^{*} = \omega r H(1 - r/c)\delta(z)$, где u_r – радиальное смещение, ω – величина вектора Франка (мощность дефекта), $r^2 = x^2 + y^2$, c – радиус петли, $H(t)$ – функция Хевисайда, $\delta(z)$ – одномерная дельта-функция.

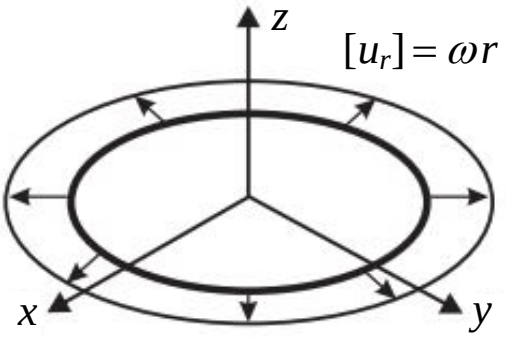


Рис. 1. Радиальная дисклинационная петля

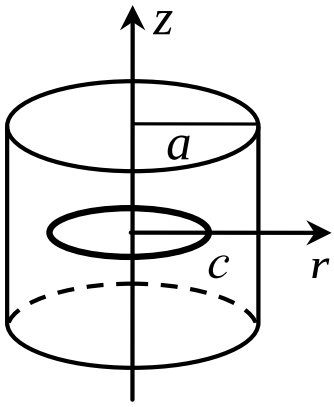


Рис. 2. Радиальная дисклинационная петля в упругом цилиндре

Рассмотрим теперь такую петлю, расположенную аксиально симметрично в упругом цилиндре радиусом a в плоскости $z = 0$ (рис. 2). Поля напряжений петли будем искать в виде: $\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^{\infty} + \sigma'_{ij}$, $i, j = r, \varphi, z$, где σ_{ij}^{∞} – напряжения от петли в бесконечной среде, а σ'_{ij} – дополнительное поле, обеспечивающее выполнение граничных условий $\sigma_{rr} = 0$ и

$\sigma_{rz} = 0$ на свободной поверхности цилиндра. Поле σ_{ij}^{∞} имеет вид (в единицах $G\omega/[2(1-\nu)]$) [1, 5]:

$$\begin{aligned}
\sigma_{rr}^{\infty} &= \operatorname{sgn}(z)[2(\nu-1)\tfrac{c}{r}J(2,1;0) - \tfrac{|z|}{c}J(2,0;2) \\
&\quad + 2J(2,0;1) + \tfrac{|z|}{r}J(2,1;1)], \\
\sigma_{\varphi\varphi}^{\infty} &= \operatorname{sgn}(z)[2(1-\nu)\tfrac{c}{r}J(2,1;0) - \tfrac{|z|}{r}J(2,1;1)] \\
&\quad + 2\nu J(2,0;1)], \\
\sigma_{zz}^{\infty} &= \tfrac{z}{c}J(2,0;2), \qquad \sigma_{rz}^{\infty} = \tfrac{|z|}{c}J(2,1;2) - J(2,1;1), \qquad \sigma_{r\varphi}^{\infty} = \sigma_{z\varphi}^{\infty} = 0.
\end{aligned} \tag{1}$$

Поскольку дополнительное поле σ'_{ij} является осесимметричным , его можно представить в виде [9]:

$$\begin{aligned}
\frac{a}{2G}\sigma'_{rr} &= \int_0^{\infty}\left[(3-2\nu)f'(\tilde r) - \left(\beta^2\tilde r + \frac{1-2\nu}{\tilde r}\right)f(\tilde r) + \frac{g'(\tilde r)}{\tilde r} - \beta^2 g(\tilde r)\right]\sin\beta\tilde r\, d\beta, \\
\frac{a}{2G}\sigma'_{\varphi\varphi} &= \int_0^{\infty}\left[(3-2\nu)\frac{1}{\tilde r}f(\tilde r) - (1-2\nu)\,f'(\tilde r) - \frac{g'(\tilde r)}{\tilde r}\right]\sin\beta\tilde r\, d\beta, \\
\frac{a}{2G}\sigma'_{zz} &= \int_0^{\infty}\left[\left(\frac{2\nu}{\tilde r} + \beta^2\tilde r\right)f(\tilde r) + 2\nu\, f'(\tilde r) + \beta^2 g(\tilde r)\right]\sin\beta\tilde r\, d\beta, \\
\frac{a}{2G}\sigma'_{rz} &= -\int_0^{\infty}[(1-2\nu)f(\tilde r) - \tilde r f'(\tilde r) - g'(\tilde r)]\cos\beta\tilde r\, d\beta,
\end{aligned} \tag{2}$$

где $f(x) = CI_1(\beta\tilde r)$, $g(x) = DI_0(\beta\tilde r)$, $\tilde r = r/a$, $\tilde z = z/a$; $I_1(\beta\tilde r)$ и $I_0(\beta\tilde r)$ – модифицированные функции Бесселя первого рода, C и D – коэффициенты, определяемые из граничных условий.

Подставляя соответствующие компоненты полей (1) и (2) в граничные условия задачи и применяя интегральное преобразование Фурье

$$F(\psi) = \hat\psi(\beta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{\infty}\psi(\tilde z)e^{-i\beta\tilde z}d\tilde z,$$

получаем систему алгебраических уравнений, из которых определяются коэффициенты C и D в виде:

$$\begin{aligned}
C = \frac{c^2\omega}{2a^3\pi(\nu-1)\eta(\beta)}\Bigg\{&c\beta\, I_1\left(\frac{c\beta}{a}\right) \\
&- a\, I_2\left(\frac{c\beta}{a}\right)[2+\beta^2 I_0(\beta)K_0(\beta) + (2+\beta^2-2\nu)\, I_1(\beta)K_1(\beta)]\Bigg\},
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D = -\frac{c\omega}{2a^3\pi(\nu-1)\beta^2\eta(\beta)}\Bigg\{&ac\beta\, I_0\left(\frac{c\beta}{a}\right)[2-\beta^2-2\nu-2\beta^2\nu\, I_0(\beta)K_0(\beta) \\
&- 2\nu(2+\beta^2-2\nu)\, I_1(\beta)K_1(\beta) + I_1\left(\frac{c\beta}{a}\right)\{2(c^2\beta^2(\nu-1) + a^2(\beta^2-2+2\nu)) \\
&+ (c^2\beta^2 + 4\nu a^2)(\beta^2 I_0(\beta)K_0(\beta) + (2+\beta^2-2\nu)\, I_1(\beta)K_1(\beta))\}]\Bigg\},
\end{aligned}$$

где $\eta(\beta) = \beta^2 I_0^2(\beta) - (2+\beta^2-2\nu)I_1^2(\beta)$.

Таким образом, поставленная граничная задача решена в виде суперпозиции полей напряжений (1) и (2) с учетом найденных коэффициентов C и D.

Проверка выполнения граничных условий проводилась численно. На рис. 3 показано распределение компонент σ_{rr} и σ_{rz} по радиусу цилиндра в сечениях $z = 0.5a$ (рис. 3,*а,в*) и $z = a$ (рис. 3,б) при $c = 0.5a$ и $\nu = 0.3$. Как видно из приведенных графиков, компоненты σ_{rr} и σ_{rz} обращаются в нуль на поверхности цилиндра, при $r/a = 1$.

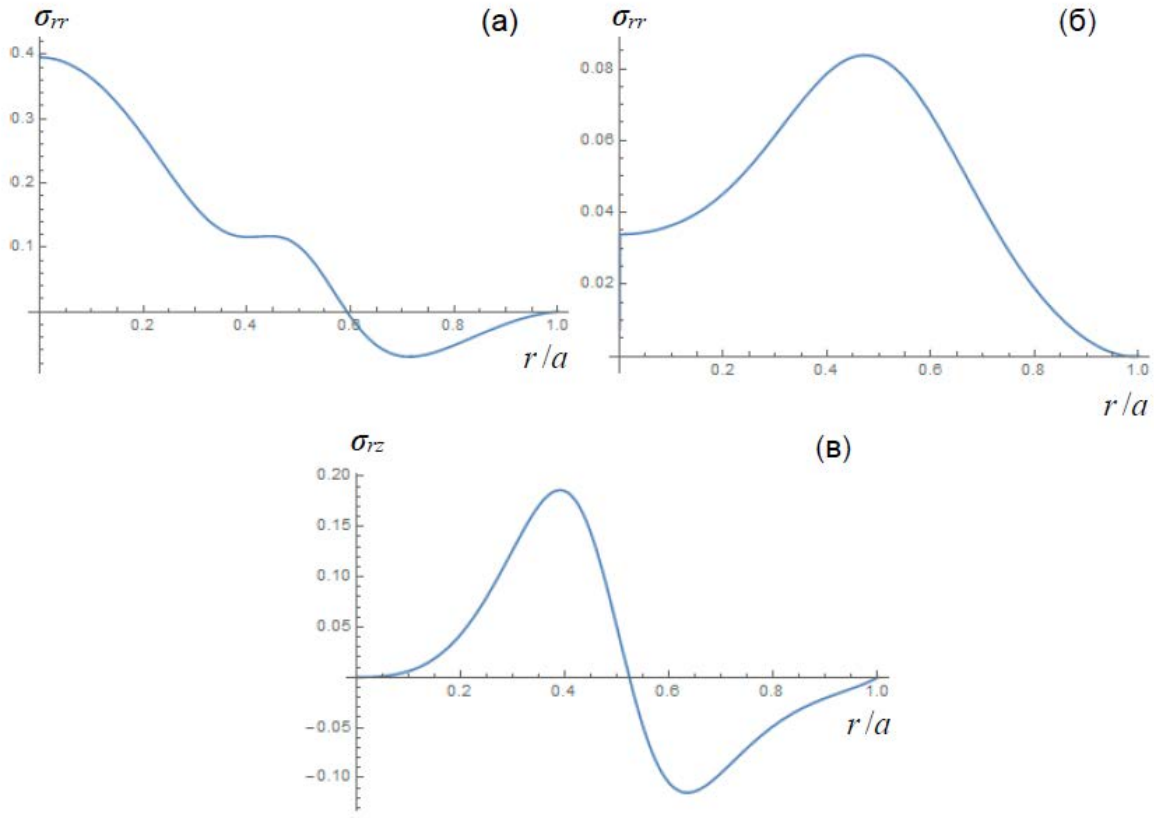


Рис. 3. Распределение компонент σ_{rr} и σ_{rz} по радиусу цилиндра в сечениях $z = 0.5a$ (а,в) и $z = a$ (б) при $c = 0.5a$ и $\nu = 0.3$. Напряжения даны в единицах $G\omega$.

Список литературы

1. А.Л. Колесникова, А.Е. Романов, Препринт ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР № 1019. Л., 1986, 62 с.
2. I. Demir, J.P. Hirth, H.M. Zbib, J. Elasticity 28 (1992) 223.
3. A.M. Korsunsky, J. Elasticity 44 (1996) 97.
4. A.M. Korsunsky, J. Elasticity 44 (1996) 115.
5. А.Л. Колесникова, А.Е. Романов, ФТТ 45 (2003) 1626.
6. A.L. Kolesnikova, A.E. Romanov, J. Appl. Mech. 71 (2004) 417.
7. R.J.H. Paynter, D.A. Hills, A.M. Korsunsky, Int. J. Solids Struct. 44 (2007) 6653.
8. R.J.H. Paynter, D.A. Hills, Int. J. Solids Struct. 46 (2009) 412.
9. А.И. Лурье. Пространственные задачи теории упругости. М., Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1955, 491 с.

ДОСТИЖЕНИЕ РЕКОРДНЫХ ДЕФОРМАЦИОННО-ПРОЧНОСТНЫХ СВОЙСТВ ГЕЛЬ-НИТЕЙ СВЕРХВЫСОКОМОЛЕКУЛЯРНОГО ПОЛИЭТИЛЕНА

Бойко Ю.М.[1], Марихин В.А.[1], Мясникова Л.П.[1], Москалюк О.В.[2], Радованова Е.И.[1]

[1]*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки "Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе" Российской академии наук, г. Санкт-Петербург, Россия*
[2]*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Санкт-Петербургский Государственный университет технологии и дизайна", г. Санкт-Петербург, Россия*
Yuri.Boiko@mail.ioffe.ru

Введение

Как известно [1], промышленные ориентированные волокна, сформованные из гель-растворов сверхвысокомолекулярного полиэтилена (СВМПЭ), характеризуются высокими значениями прочности (σ) (> 3 ГПа) и модуля упругости (> 120 ГПа). В связи с этим они являются перспективными высокопрочными высокомодульными материалами широкого спектра применения (средства бронезащиты, канаты, тросы, сети, спортивный инвентарь). В то же время, их прочность всё ещё остаётся более низкой по сравнению со сверхпрочными высокомодульными материалами неорганической природы, для которых были достигнуты значения σ = 8 ГПа (углеродные волокна) [2], 6–7 ГПа (стеклянные и кварцевые волокна) [3], 3-4 ГПа (керамические волокна) [4]. Для дальнейшего повышения прочности гель-волокон СВМПЭ и её приближения к прочности неорганических волокон может быть использован структурно-кинетический подход [1], позволяющий научно обоснованно находить температурно-силовые режимы упрочнения на каждой стадии многоступенчатого процесса зонной ориентационной вытяжки. Таким образом, целью настоящей работы является выяснение эффективности применения данного подхода для упрочнения гель-волокон СВМПЭ, а также проведение статистического анализа достигаемых значений прочности.

Экспериментальная часть

СВМПЭ со средневязкостной молекулярной массой $M_\eta = 3 \cdot 10^6$ г/моль растворялся в декалине или парафиновом масле при температуре 160°С с целью получения гомогенного 1.5% гель-раствора, который выливали в чашку Петри при комнатной температуре. После высушивания мокрые гели трансформировались в так называемые ксерогели (плёнки толщиной 100 мкм), которые нарезались на узкие полоски шириной около 1 мм и подвергались многоступенчатой ориентационной зонной вытяжке при использовании контактного нагревателя на лабораторной установке по методу [1]. В результате были получены ультраориентированные высокопрочные плёночные нити СВМПЭ с предельной степенью вытяжки (λ) λ = 120 ± 10, которые растягивались до разрыва на универсальной разрывной машине *Instron*-1122 при скорости растяжения 10 мм/мин при комнатной температуре. С целью получения надёжной статистики была измерена разрывная прочность (σ) 50-ти образцов для каждого типа растворителя.

Результаты и их обсуждение

Среднеарифметические значения σ для сверхориентированных плёночных нитей СВМПЭ с λ = 120 для каждого из двух исследованных растворителей совпали, составив σ = 4.7 ГПа. Эти значения σ существенно (на 25%) превосходят значения σ = 3.5 ГПа гель-волокон СВМПЭ основных мировых производителей: фирм *DSM* (Нидерланды) и

Honeywell (США). Более того, для 20% исследованных образцов наблюдаются рекордно высокие значения σ = 5.2–6.5 ГПа, приближающиеся к значениям σ высокопрочных неорганических материалов. А по такому важному показателю, как прочность на единицу веса, полимерные гель-волокна являются наиболее эффективными для практического применения в областях, где важен вес конструкционного материала. Следовательно, применение структурно-кинетического подхода к процессу многоступенчатой ориентационной вытяжки является эффективным путём повышения прочности гель-плёнок СВМПЭ в условиях промышленного производства.

Дополнительную информацию о механизме разрушения может дать анализ статистики распределения σ в рамках модели Вэйбулла, который успешно использовался для исследования высокопрочных квазихрупких материалов неорганической природы [2-5]. Этот метод требует достаточно большой базы данных (несколько десятков измерений). Учитывая полученные впервые результаты для большого количества образцов сверхориентированных гель-плёнок СВМПЭ (2 серии по 50 образцов), представляет интерес выяснить справедливость данной модели применительно к этим, также квазихрупким, материалам.

В этом подходе вероятность разрушения P_j при данном или более низком значении σ имеет следующий вид для идентичных образцов:

$$P_j = 1 - \exp\left[-(\sigma / \sigma_0)^m\right] \quad (1),$$

где m – так называемый модуль Вейбулла (параметр, обратная величина которого характеризует дисперсию прочности), σ_0 – константа. Причём P_j наиболее адекватно определяется как $P_j = (j - 0.5) / n$, где j и n – номер образца в порядке возрастания его прочности и общее число образцов, соответственно. Путём преобразования уравнения (1) и двойного логарифмирования его левой и правой частей, можно получить уравнение (2), которое используется в настоящей работе для анализа распределения прочности:

$$\ln\ln[(1/(1 - P_j))] = m \cdot (\ln\sigma - \ln\sigma_0) \quad (2).$$

На рис. 1 приведены результаты измерений для сверхориентированных плёночных нитей СВМПЭ с λ = 120, полученных из гель-растворов в декалине и парафиновом масле, в порядке возрастания величины σ. Видно, что величина σ изменяется в достаточно широком интервале – от 4.0 до 6.5 ГПа, что свидетельствует о её широком распределении. Следовательно, чтобы получить надёжные механические характеристики для данного типа материалов, необходимо провести анализ большого числа измерений (нескольких десятков), а не ограничиваться 5-10 измерениями, которые обычно приводятся в научной литературе. На рис. 2 приведены данные рис. 1, перестроенные в координатах $\ln\ln[(1/(1 - P_j))] - \ln\sigma$ при использовании уравнения (2). Интересно отметить, что на полученных кривых наблюдаются 2 участка с резко различающимся наклоном, наличие которых представляется нам вполне достоверным благодаря хорошей статистике измерений (2 серии по 50 образцов). При использовании метода наименьших квадратов по наклону на двух участках каждой кривой были определены значения модуля Вэйбулла m, составившие m = 74–76 для 20% образцов с низкими значениями σ (область узкой дисперсии σ) и m = 7–8 для 80% образцов с высокими значениями σ (область широкой дисперсии σ). Огромное различие между максимальными и минимальными значениями m может быть объяснено образованием в предельно ориентированных высокопрочных образцах на основе полиэтилена дефектов специфического типа – макроскопических ротационных дефектов, так называемых полос сброса (см. рис. 3), зарождающихся в приповерхностных слоях.

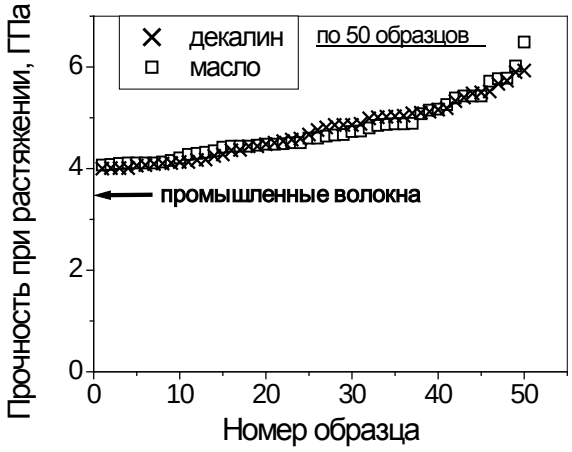


Рис. 1. Кривые распределения прочности σ для сверхориентированных плёночных нитей СВМПЭ с λ = 120, полученных из 1.5 %гель-растворов в декалине и парафиновом масле.

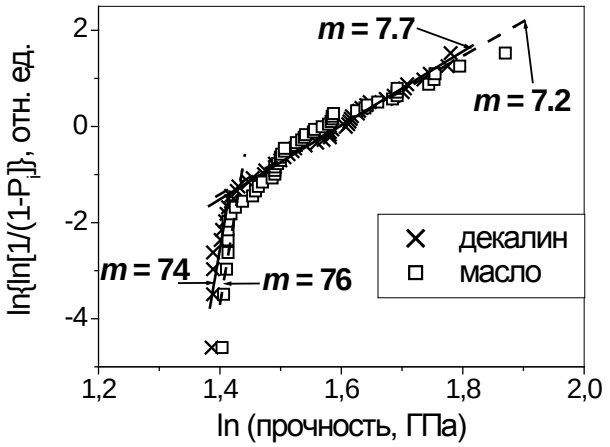


Рис. 2. Данные рис. 1, обработанные при использовании уравнения (2). Прямыми пунктирными линиями показаны результаты анализа двух участков каждой кривой методом наименьших квадратов.

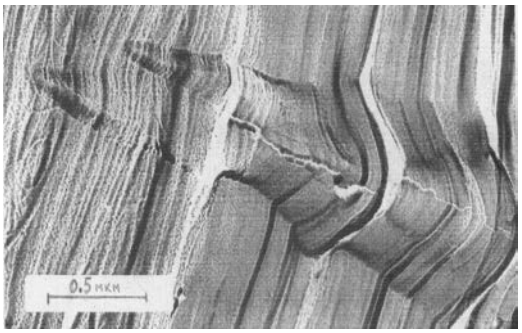


Рис. 3. Полоса сброса в ориентированном ПЭ (электронная микроскопия, реплика)

По-видимому, два резко различающихся наклона на кривой распределения указывают на существование образцов с сильно различающимся количеством "опасных" полос сброса, облегчающих прорастание магистральной трещины в образцах с более низкими значениями σ при механическом нагружении по сравнению с более прочными образцами.

Выводы

По результатам большой базы измерений (2 серии по 50 образцов) показано, что для 20% разрушенных образцов, сформованных из гель-растворов СВМПЭ в декалине или парафиновом масле в лабораторных условиях, значения σ составляют 5.2–6.5 ГПа, существенно превосходя значение σ = 3.5 ГПа для промышленных гель-волокон СВМПЭ. Это позволяет рекомендовать применение базовых принципов классического структурно-кинетического подхода для оптимизации технологии промышленного производства сверхориентированных гель-волокон СВМПЭ с целью дальнейшего повышения их прочности. Выявлена применимость статистики Вейбулла для описания распределения прочности при разрыве сверхпрочных гель-плёнок СВМПЭ и определён модуль Вейбулла для этого типа материалов.

Список литературы

1. V.A. Marikhin, L.P. Myasnikova. В сб. Oriented Polymer Materials / Под ред. S. Fakirov. Huthig & Wepf Verlag-Zug, Basel-Heidelberg-N.Y. **1996**. P. 38.
2. F. Tanaka, T. Okabe, H. Okuda, I.A. Kinloch, R.J. Young. Composites: Part A. **2014**, *57*, 88.
3. Л.Г. Байкова, Т.И. Песина, М.Ф. Киреенко, Л.В. Тихонова и др.. ЖТФ **2015**, *85*, 83.
4. D.M. Wilson. J. Mater. Sci. **1997**, *32*, 2535.
5. W. Weibull. J. Appl. Mech. **1951**, *18*, 293.

МИКРОСТРУКТУРА И ПЛАСТИЧНОСТЬ БИНАРНОГО АЛЮМИНИЕВОГО СПЛАВА Al–30Zn ПОСЛЕ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Бобрук Е.В.[1,2], Дементьев Д.Г.[1], Саваж К.[3], Валиев Р.З.[1,2]

[1] *Уфимский государственный авиационный технический университет, Уфа, Россия*
[2] *Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*
[3] *Руанский университет, Руан, Франция*
e-bobruk@yandex.ru

Сверхпластическая деформация имеет определенные преимущества перед другими способами формоизменения металлов, которые касаются как процесса формоизменения, так и характеристик конечной микроструктуры. Интенсивное пластическое течение обеспечивает значительно лучшее воспроизводство формы сложных изделий, что дает возможность уменьшить или полностью исключить дорогостоящие операции механической обработки и уменьшить расход металла. Число операций при обработке металла также уменьшается, так как возможно получать за одну операцию формы заготовок, близкие к чистовому размеру. Изделия определенной формы во многих случаях могут быть получены только с помощью сварки отдельных частей, а при сверхпластической деформации — из одной заготовки, что снова снижает стоимость и исключает возможную потерю структурной стабильности в сварных швах. Целью настоящей работы является изучить возможность достижения высокой пластичности в ультрамелкозернистых бинарных сплавов Al–5Zn, Al–10Zn, Al–30Zn при комнатной температуре.

В качестве материала исследования были бинарные сплавы Al–5Zn, Al–10Zn и Al–30Zn, полученные непрерывным литьем.

Закаленные образцы Al-Zn сплавов диаметром 10 мм и толщиной 1 мм были подвергнуты 10 оборотам интенсивной пластической деформации кручением (ИПДК) при комнатной температуре с целью формирования в них ультрамелкозернистой структуры (УМЗ).

Электронно-микроскопические исследования проводились на JEM-ARM200F в темном и светлом поле. Механические испытания были проведены на образцах в УМЗ состоянии с рабочей частью 4.0×1.0×0.8 мм при комнатной температуре на Instron 8862. Механические испытания проводились в интервале скоростей 10^{-2} – 10^{-4} $с^{-1}$. Параметр скоростной чувствительности (m) определяли по формуле [1–2]:

$$m = \frac{d \ln \sigma}{d \ln \dot{\varepsilon}}$$

Электронно-микроскопические исследования показали, что в процессе интенсивной пластической деформации кручением в алюминиевых бинарных Al–5Zn, Al–10Zn, Al–30Zn сплавах сформировалась однородная УМЗ структура. Во время ИПДК измельчение зеренной структуры сопровождается распадом твердого раствора на основе Al. В результате зарождается цинковая фаза.

На рис. 1 представлена УМЗ структура Al–Zn. Размер зерна алюминиевой матрицы после ИПДК сплава Al-5Zn составляет 500±45 нм и размер цинковой фазы в теле зерна Al – 30±7 нм, в тройных стыках алюминиевых зерен образуются большие частицы цинка с размером более 100 нм, некоторые границы алюминиевых зерен также покрыты сегрегациями. В структуре сплава Al–10Zn размер зерен алюминиевой фазы составляет 435±25 нм, размер цинковой фазы в теле зерна Al составляет от 20±5. В тройных стыках алюминиевых зерен образуются большие частицы цинка с размером до 200 нм, некоторые границы алюминиевых зерен также покрыты сегрегациями. В структуре сплава Al–30Zn размер зерен алюминиевой фазы составляет 350±30 нм, размер цинковой фазы в

теле зерна Al составляет 10±4 нм. В тройных стыках алюминиевых зерен образуются большие частицы цинка с размером более 100 нм, некоторые границы алюминиевых зерен также покрыты сегрегациями.

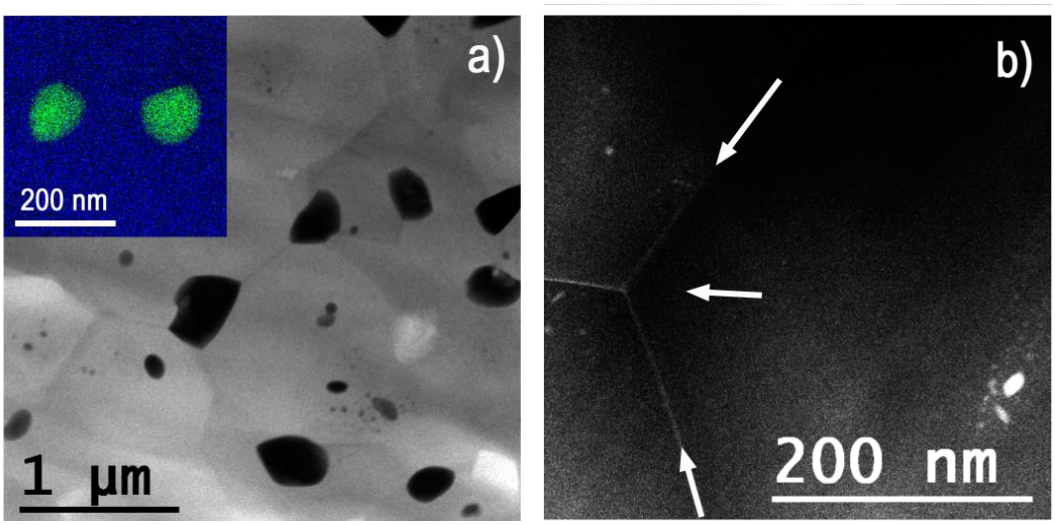


Рис. 1. УМЗ структура Al–10Zn сплава после ИПДК: (*а*) – светлое поле (СПЭМ изображение) с картированием по элементам (Al-K голубой цвет and Zn-K зеленый цвет); (*б*) – темное поле (СПЭМ изображение)

ИПДК Al–5Zn сплава приводит к увеличению объемной доли цинка от 0 до 0.78±0.05 %. Увеличение концентрации цинка в сплавах Al–10Zn, Al–30Zn приводит к увеличению объемной доли фазы цинка до 3.16±0.07 % и 16.4±0.3% соответственно. Данный факт свидетельствует о том, что ИПД кручением способствует повышению диффузионных процессов, приводящих к интенсивному образованию новой фазы [3-6]. При этом происходит очищение матрицы алюминия от примесей, что подтверждается небольшим, по сравнению с исходным состоянием, изменением параметра решетки алюминия. В частности, реализация ИПД кручением для сплава Al–30Zn приводит к уменьшению параметра решетки до 4.0488±0.0005 Å, в то время как в сплаве Al–5Zn уменьшается до 4.0499±0.0002 и Al–10Zn до 4.0488±0.0001 Å. Данный факт свидетельствует о том, что атомы цинка в матрице алюминия, по-видимому, становятся атомами замещения. Поскольку радиус атома цинка (138 нм) меньше радиуса атома алюминия (143 нм), то такой процесс должен приводить к уменьшению параметра решетки, что и наблюдается экспериментально.

На рис. 2 представлены зависимости напряжения течения σ при деформации, коэффициента скоростной чувствительности (*m*), удлинения до разрушения от скорости деформации. Образцы с УМЗ структурой Al–30Zn, полученной после обработки ИПДК, демонстрируют необычно высокую пластичность при комнатной температуре с максимальным удлинением до разрыва 235 % при скорости деформации 10^{-4} $с^{-1}$. Значение коэффициента скоростной чувствительности в интервале скоростей $5x10^{-3}$ и 10^{-4} $с^{-1}$ составляет 0.36.

Растровая электронная микроскопия образцов после растяжения показала, что в процессе деформации не происходит образования шейки, т.е. подавляется локализация пластического течения. Рельеф поверхности образцов после растяжения представляет собой одиночные полосы скольжения внутри зерен. Напряжения локализуются в областях, превышающих размер зерна, и приводит к образованию длинных полос сдвига, и как результат образование большого количества микротрещин.

Формирование УМЗ структуры с регламентированным распределением фазы цинка, выделение ее в тройных стыках, а главное выделение сегрегаций цинка на грани-

цах алюминиевых зерен во время распада твердого раствора привело к возможности проявления СП свойств уже при комнатной температуре. Зернограничные дислокации и цинковые прослойки делают структуру неравновесной, что в результате должно стимулировать зернограничное проскальзывание.

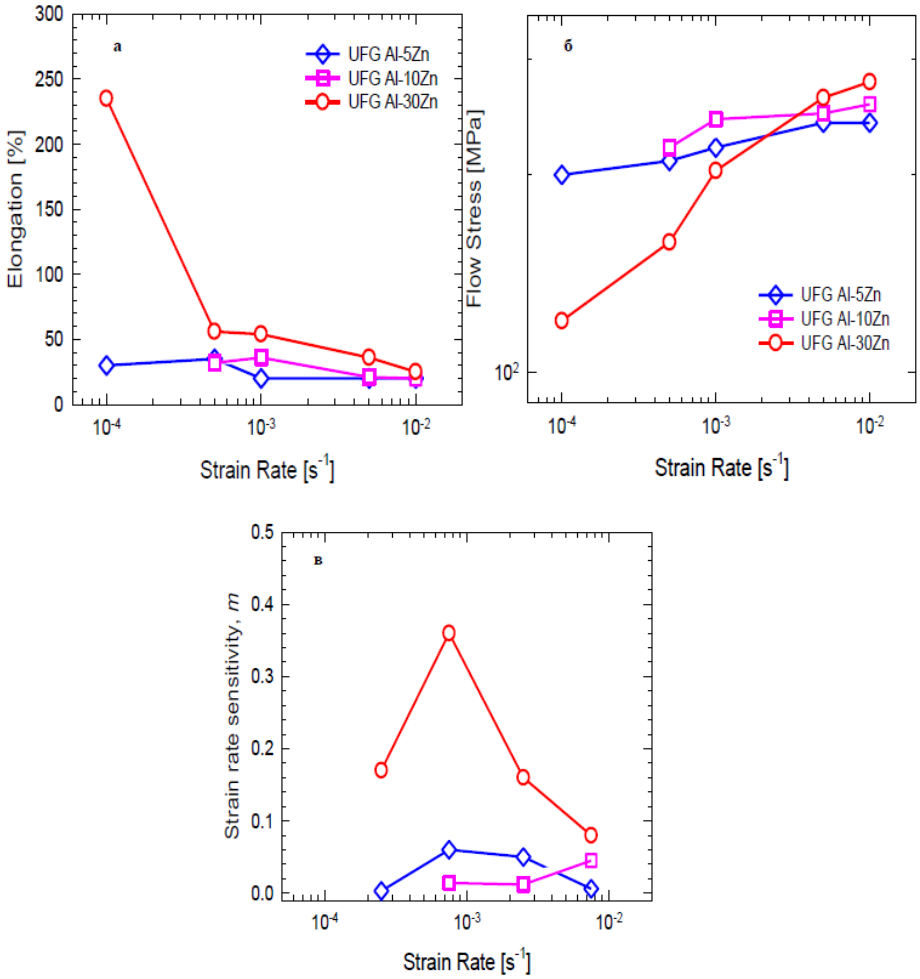


Рис. 2. Механические свойства УМЗ Al–5Zn, Al–10Zn, Al–30Zn сплавов при комнатной температуре: (*а*) – зависимость удлинения от скорости деформации; (*б*) – зависимость напряжения течения от скорости деформации; (*в*) – зависимость коэффициента скоростной чувствительности (*m*) от скорости деформации

Список литературы

1. O.A. Kaibyshev, F.Z. Utyashev. Superplasticity, changes in the structure and processing of hard-alloy (Nauka, Moscow, 2002).
2. O.A. Kaibyshev, Superplasticity of Alloys, Intermetallics and Ceramics (Springer-Verlag, Berlin, Germany, 1992).
3. R. Z. Valiev, M. Yu. Murashkin, A. Kilmametov, B. Straumal, N.Q. Chinh, T. G. Langdon // J Mater Sci. 45 (2010) 4718.
4. N.Q. Chin, R.Z. Valiev, X. Sauvage, G. Varga, K. Havancsak, M. Kawasaki, B. Straumal, T. Langdon // Advanced engineering materials. 16. 8 (2014) 1000.
5. B. B. Straumal, X. Sauvage, B. Baretzky, A.A Mazilkin, R. Z. Valiev // Scripta Materialia. 70 (2014) 59
6. X. Sauvage, M. Yu. Murashkin, B. B. Straumal, E. Bobruk and R. Z. Valiev // Advanced engineering materials. DOI: 10.1002/adem.201500151, (2015).

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОКАЛИЗАЦИИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ ВЫСОКОЛЕГИРОВАННОГО СТАЛЬНОГО СПЛАВА ПОД ВЛИЯНИЕМ ВОДОРОДНОГО ОХРУПЧИВАНИЯ

Баранникова С.А.[1,2], Бочкарёва А.В.[1], Лунёв А.Г.[1], Ли Ю.В.[1], Зуев Л.Б.[1,2]

[1]*Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия*
[2]*НИ Томский государственный университет, Томск, Россия*
avb@ispms.tsc.ru, bsa@ispms.tsc.ru

В последние годы в наших исследованиях [1,2] было установлено, что пластическая деформация протекает локализованно на всех этапах этого процесса, что отличается от общепринятого представления о том, что локализация возникает лишь на заключительной стадии процесса и проявляется в формировании шейки. Особенно эффектно этот процесс проявляется на макромасштабном уровне, когда формирующиеся локализационные паттерны оказываются однозначно связанными с законами деформационного упрочнения $\theta(\varepsilon)$, действующими на соответствующей стадии процесса. В этом случае паттерны принимают форму автоволн разных типов (автоволны переключения, фазовые автоволны и. т. д.) [1,2].

Водород в металлах приводит к существенному изменению механических и физико-химических свойств, и влияние его становится заметным уже в начальный момент пластической деформации [3]. Равновесное содержание водорода в α-Fe мало, но может быть увеличено при электролитическом насыщении [3]. В связи с этим, в настоящем исследовании предпринята попытка, выяснить влияние наводороживания на макроскопическую локализацию пластического течения высоколегированных сплавов на основе железа.

В настоящей работе приведены исследования локализации пластической деформации высоколегированной конструкционной стали 40Х13 (0,4 %C, 12,5 %Cr), которая обладает оптимальным соотношением прочностных и пластических характеристик. Для обеспечения коррозионной стойкости данная сталь подвергается гомогенизации при температуре T = 1370К высокотемпературному отжигу при T = 870К в течение 3 часов с последующим охлаждением в печи для повышения пластичности. Металлографические исследования поверхности разрушения (рис.1) проводились на растровом электронном микроскопе LEO EVO 50 (Zeiss, Германия) в ЦКП «НАНОТЕХ» ИФПМ СО РАН.

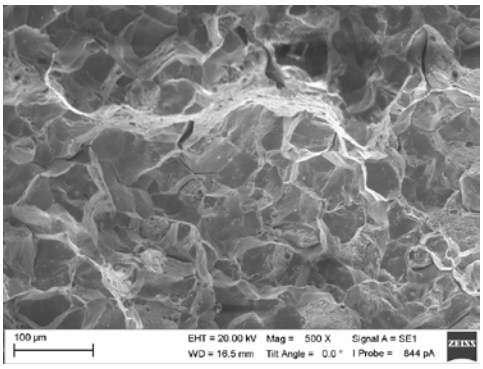


Рис.1. Фрактограмма поверхности разрушения стали 40Х13 в термообработанном состоянии.

Насыщение водородом термообработанных стальных образцов в форме двойной лопатки с рабочей частью 50×10×2 мм осуществлялось электролитическим способом [4] в термостатической трехэлектродной элетрохимической ячейке при постоянном контролируемом катодном потенциале –600 мВ, задаваемом относительно хлорсеребряного электрода сравнения, в 1N растворе серной кислоты с добавлением катализатора (тиомочевины) при T = 323 К в течение 6, 12 и 24 часов. Концентрация водорода в образцах для указанных времен электролитического насыщения составила 17, 30 и 32 ppm.

Механические испытания проводились после извлечения образцов из электрохимической ячейки по схеме одноосного растяжения при комнатной температуре со скоро-

стью 6,67×10^{-5} с$^{-1}$ на испытательной машине LFM-125 (Швейцария). Одновременно осуществлялась регистрация полей векторов смещений поверхности рабочей части методом двухэкспозиционной спекл-фотографии [5] с использованием установки ALMEC (ИФПМ СО РАН, Россия). Численное дифференцирование векторов смещений точек деформируемого образца позволяет получить все компоненты тензора пластической дисторсии. В настоящей работе проведен анализ компоненты локальных удлинений ε_{xx}, как наиболее информативной, при одноосном растяжении.

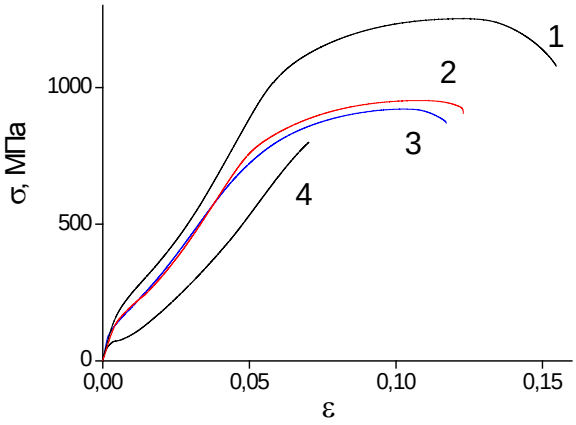


Рис.2. Диаграммы нагружения стали 40Х13 в термообработанном состоянии без водорода (1), после насыщения водородом в течение 6 часов (2), 12 часов (3) и 24 часов (4).

Диаграммы нагружения стали 40Х13 в четырех различных состояниях представлены на рис.2. Насыщение водородом в течение 6 часов приводит к существенному снижению прочности и пластичности. Дальнейшее увеличение концентрации водорода в образце до 32 ppm (в течение 24 часов) приводит к хрупкому разрушению образца, без образования макроскопической шейки (рис. 2, кривая 4). На кривых нагружения всех четырех состояний выявлена стадия линейного деформационного упрочнения $d\sigma/d\varepsilon = const$. Механические характеристики стали представлены в табл.1.

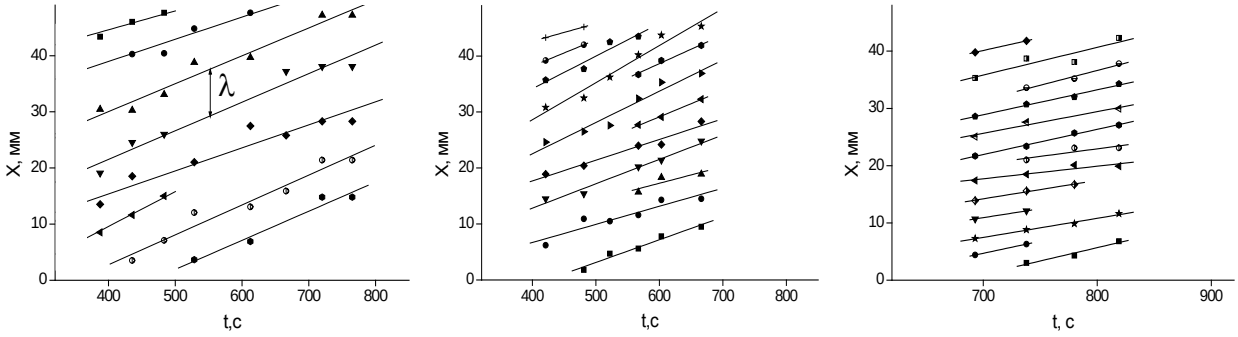
Анализ распределений локальных деформаций показал, что при пластическом течении для линейных стадий деформационного упрочнения, на которых коэффициент деформационного упрочнения $\theta = E^{-1}\cdot d\sigma/d\varepsilon$ (E – модуль упругости материала), в образце формируется периодическая пространственно-временна́я картина, которая характеризуется постоянным периодом и скоростью распространения волнового процесса локализованного пластического течения. Эти характеристики для каждого состояния стали 40Х13 извлекаются, как показано на рис. 3, из экспериментально построенных пространственно-временных диаграмм в виде координат максимумов локальных удлинений ε_{xx} в зависимости от времени $X(t)$.

Таблица 1. Механические свойства стали 40Х13 при различной обработке

Состояние стали 40Х13	σ_T, МПа	σ_B, МПа	δ, %	Стадия линейного упрочнения, θ=*const*		Параметры автоволн локализации деформации	
				$\varepsilon_н$	$\varepsilon_к$	$V_{aw}\times10^5$,м/с	$\lambda\times10^3$, м
1	206	1251	15,3	0,035	0,050	5,2±0,9	6,8±1,5
2	168	953	12,3	0,034	0,042	4,5±0,7	4,4±0,6
3	132	922	9,8	0,025	0,037	4,0±0,8	4,6±0,5
4	73	798	4,7	0,047	0,058	3,8±0,7	3,5±0,5

Для стадии линейного деформационного упрочнения скорость распространения волны обратно пропорциональна коэффициенту деформационного упрочнения Типичные для исследованных материалов значения скорости распространения этих волн лежат в интервале $10^{-5} \le V_{aw} \le 10^{-4}$ м/с. С другой стороны с пластической деформацией также связаны хорошо изученные волны пластичности, скорость распространения которых $10 \le V_{pw} \le 10^2$ м/с, причем $V_{pw} \approx \sqrt{\theta/\rho} \sim \theta^{1/2}$ (ρ – плотность материала). Таким образом, $V_{aw} << V_{pw}$. Установленные различия в скоростях распространения и формах зависимо-

стей $V_w(\theta)$ принципиальны и позволяют отличать один тип волнового процесса от другого.



а *б* *в*

Рис. 3. Эволюция распределений локальных удлинений на стадии линейного упрочнения в термообработанном образце без водорода (*а*), наводороженные при постоянном потенциале в течение 6 часов (*б*), 24 часов (*в*)

Таким образом, в настоящей работе методом спекл-фотографии исследованы закономерности локализованной пластической деформации образцов нержавеющей стали 40Х13, в исходном состоянии и подвергнутых электролитическому насыщению в течение 6, 12 и 24 часов. Во всех состояниях на стадии линейного деформационного упрочнения в образце возникает совокупность эквидистантно расположенных и движущихся с одинаковой скоростью очагов локализованной пластической деформации. Эта ситуация отвечает бегущей автоволне локализованной пластичности [1,2]. При электролитическом насыщении атомарный водород, диффундируя в металл, с увеличением концентрации водорода приводит к существенному изменению как механических свойств материала, так и параметров локализации пластической деформации, а именно – уменьшению пространственного периода λ и скоростью распространения V_{aw}. Использование стандартных методов математической обработки (метод двойного t-критерия) подтвердило значимость влияния атомов водорода на автоволновые параметры локализации пластической деформации.

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований Государственной академии наук в 2015-2020 гг. и гранта РФФИ №16-08-00385-а.

Список литературы

1. Зуев Л. Б., Данилов В. И., Баранникова С. А. Физика макролокализации пластического течения. Новосибирск: Наука, 2008. 327 с.
2. Зуев Л.Б. Автоволновая концепция локализации пластической деформации // Металлофизика и новейшие технологии. 2006. Т.28. С.1261-1276.
3. Баранникова С.А. и др. Исследование картин локализации пластической деформации при электролитическом наводороживании малоуглеродистых сталей // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. 2013. Т.10. №.3 С. 329-333
4. Баранникова С.А., Надежкин М. В., Мельничук В. А., Зуев Л. Б. О локализации пластической деформации растяжения монокристаллов аустенитной стали, электролитически насыщенных водородом // Письма в ЖТФ. 2011. Т.37. №.17. С. 9-17
5. Данилов В.И. и др. Использованием спекл-интерферометрии для исследования локалиации пластической деформации // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2006. Т. 72. № 12. С. 40-45.

РАСЧЕТ ФРАКТАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОВЕРХНОСТИ W ПРИ МЕХАНИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ В СВЕРХВЫСОКОМ ВАКУУМЕ

Бутенко П.Н., Гиляров В.Л., Корсуков В.Е., Корсуков М.М., Обидов Б.А.

Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия
pavel.butenko@mail.ioffe.ru

Введение

Нанокристаллические структуры, отличаясь от макрокристаллических объектов, обладают уникальными свойствами, что обуславливает повышенный интерес к ним в последнее время [1, 2]. Объектом многих исследований [3, 4] служит поверхность металлов и сплавов, с которой, как правило, и начинается процесс разрушения и которой одновременно обуславливаются механические свойства таких материалов.

Трансформации атомной структуры и рельефа поверхности рекристаллизованных лент W при одноосном растягивающем напряжении представляют интерес с точки зрения выяснения механизмов деформации и разрушения данного материала. Одним из методов описания и анализа подобных поверхностей является фрактальный поверхностный анализ, способный описать и объяснить поведение элементов их составляющих.

Подобные исследования на рекристаллизованных фольгах Pt и Mo [5, 6] выявили трансформации блочных структур поверхности под растягивающей нагрузкой на разных масштабах. Это позволяет использовать данные эффекты в различных приложениях, в частности, в качестве дифракционных решеток с заданными геометрическими характеристиками и физико-механическими свойствами.

Целью работы является изучение морфологии поверхности тонких рекристаллизованных фольг W при одноосном растяжении в сверхвысоком вакууме (СВВ) и определение их фрактальных характеристик.

Решались следующие задачи: снимались рельефы поверхности ленты W вблизи и вдали от места разрыва образца; фиксировались повороты структур в латеральной и вертикальной плоскостях; определялись фрактальные характеристики разных участков ленты.

Объекты и методы исследования

Исследовался рекристаллизированный W, в виде тонких поликристаллических лент чистоты 99,9%. Были вырезаны образцы длиной 3cm, шириной 0,3mm и толщиной ~0,2μм. Образцы были подвергнуты нескольким циклам очистки и рекристаллизации при температурах вплоть до 2000°C.

Прежде всего, образцы обрабатывались ацетоном и изопропиловым спиртом, затем помещались в атмосферу сухого азота. Далее следовало несколько циклов изотермического отжига. Начальный цикл состоял из нескольких нагревов образцов в СВВ при температуре 1200°C в течение часа, затем производился нагрев в атмосфере O_2 при температуре 900°C и парциальном давлении порядка 10^{-4}Pa в течение 20min. Второй цикл: нагрев в СВВ при 1400°C в течение 5min, нагрев в O_2 при 1000°C и парциальном давлении порядка 10^{-5}Pa. Последний цикл: нагрев в СВВ при 1800°C в течение 5min, нагрев в O_2 при 1500°C и парциальном давлении порядка 10^{-6}Pa.

Проведенные циклы термообработки преследовали две цели. Прежде всего, инициирование выхода на поверхность плотноупакованной грани (112), что должно обеспечивать изменение структуры и свойств поверхности и также очистка поверхностей от загрязнений и примесей (особенно C_2). Последнее контролировалось с помощью метода электронной оже спектроскопии (ЭОС).

Приготовленные таким образом ленты растягивались в устройстве для одноосного растяжения вплоть до разрыва.

На следующем этапе эксперимента применялся метод дифракции медленных электронов (ДМЭ) для определения разориентации структур в приповерхностных слоях фольг. Однако, в данной работе эта часть обсуждаться не будет, т. к. в нашем случае метод является дублирующим основному.

В итоге поверхность разорванных рекристаллизованных лент W изучалась с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ) в разных участках образца. Данный метод и является в нашем случае основным.

В качестве статистического анализа экспериментальных данных применялся фрактальный поверхностный анализ, который производилась методом покрытий (Box Counting). Элементом покрытия являлись равносторонние кубы.

Результаты и их обсуждение

С помощью метода АСМ сняты участки образца вдали (участок II) и непосредственно в месте разрыва (участок I). На рис.1 схематично показано, как происходят повороты структур в латеральной и вертикальной плоскостях.

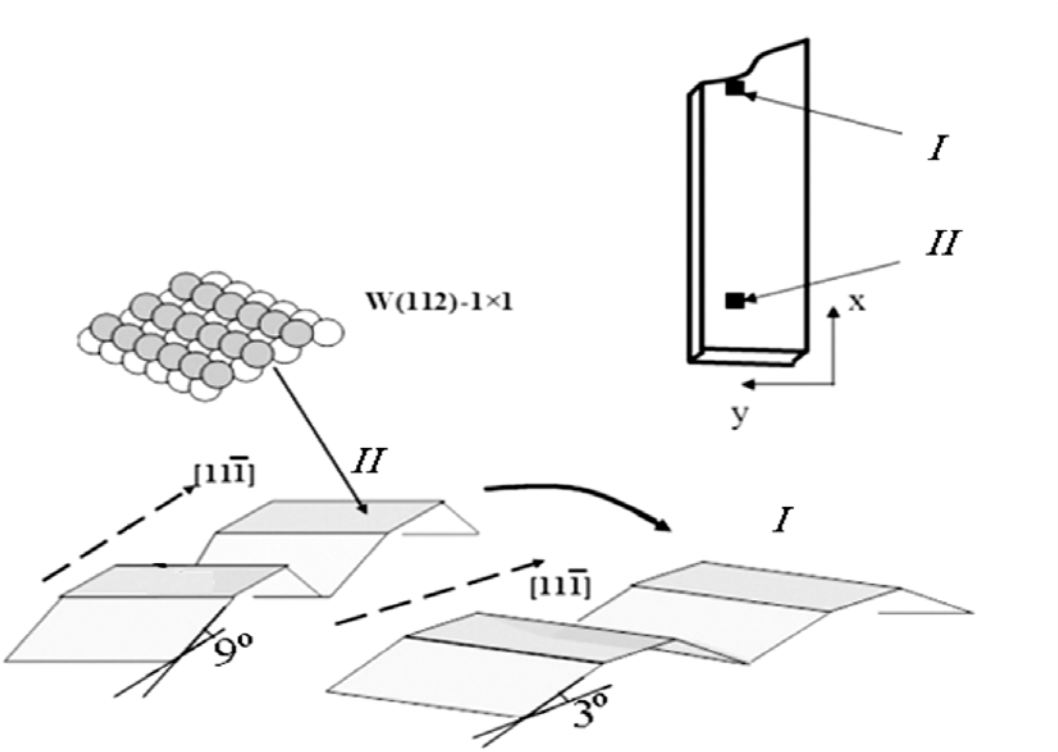


Рис 1. Схема поворотов структур на поверхности в латеральной и вертикальной плоскостях и модель образца с расположением фиксируемых участков

На поверхности лент выявлялась текстура в участке I и участке II. В обоих случаях определялись углы и их разность. Затем рассматривались соответствующие сечения обоих участков, определялись углы наклона к горизонтальной плоскости и их разность.

Получены значения углов разворота структур, они составляют поядка 9° в латеральной плоскости и около 6° в вертикальной. Ранее, при исследовании рекристаллизованных лент Pt и Mo также были выявлены повороты структур в обеих плоскостях. Кроме этого, в наших предыдущих работах [5, 6] для всех этих материалов были определен углы поворотов методом ДМЭ. В итоге данные, полученные с помощью метода АСМ и ДМЭ, имеют хорошее совпадение.

С помощью метода покрытий были рассчитаны значения фрактальной размерности, они составляют 2,3 и 2,1 (участок II и участок I соответственно). Таким образом, мы получили уменьшение значений фрактальной размерности непосредственно в месте разрыва образца. Визуально наблюдается эффект разглаживания структуры, усиливающий-

ся с приближением к месту разрыва. Подобные явления мы наблюдали на поверхностях аморфных металлических сплавов [7, 8], рекристаллизованных лентах Pt и Mo. Более того, в наших предыдущих работах определялась фрактальная размерность поверхности лент Pt, которая имела значение 2,3 [6].

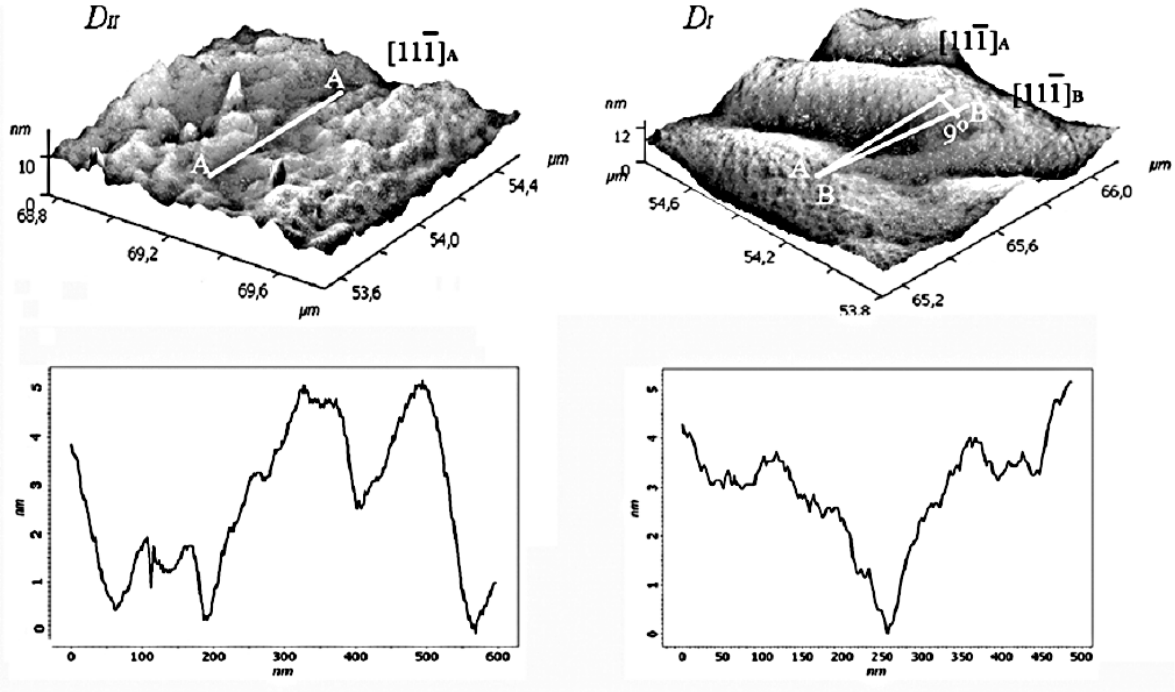


Рис 2. АСМ-изображения поверхностей лент W с сечениями и их профилями, построенными для определения разориентации поверхностных структур.

Список литературы

1. Michael A. Boles, Daishun Ling, Taeghwan Hyeon, Dmitri V. Talapin. Nature Materials 2016, 15, 141 – 153.
2. Jingyi Chen, Byungkwon Lim, Eric P. Lee, Younan Xia. Nano Today 2009, 4, 1, 81 – 95.
3. Yaning Li, Meng Luo, Jörg Gerlach, Tomasz Wierzbicki Journal of Materials Processing Technology 2010, 210, 1858 – 1869.
4. Roi A. Meirom, Trevor E. Clark, Christopher L. Muhlstein International Journal of Fatigue 2015, 70, 258–269.
5. Корсуков В.Е., Анкудинов А.В., Бутенко П.Н., Князев С.А., Корсукова М.М., Обидов Б.А., Щербаков И.П. Письма в ЖТФ 2014, 40, 18, 1 — 6.
6. Корсуков В.Е., Князев С.А., Анкудинов А.В., Корсукова М.М., Обидов Б.А., Письма в ЖТФ 2014, 40, 6, 35 — 41.
7. Гиляров В.Л., Корсуков В.Е., Бутенко П.Н., Светлов В.Н. ФТТ 2004, 46, 10, 1806 — 1810.
8. Корсуков В.Е., Бетехтин В.И., Варкентин М.С., Гиляров В.Л., Кадомцев А.Г., Корсукова М.М., Обидов Б.А. ФТТ 2013, 55, 4, 729 — 735.

ПОЧТИ КРУГОВОЕ ОТВЕРСТИЕ НАНОМЕТРОВОГО РАЗМЕРА В УПРУГОМ ТЕЛЕ

Вакаева А.Б., Греков М.А.

Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Россия
a.vakaeva@spbu.ru

Введение

Одной из задач теории поверхностной упругости является изучение моделей, которые учитывают свойства поверхности в наноразмерном материале. Исследование поверхностных явлений представляет огромный интерес, так как дает возможность получить информацию о физико-механическом поведении материала в целом. Теория поверхностной упругости Гертина – Мердока [1], подтвержденная методами компьютерного моделирования [2], дает аналитическое объяснение свойств поверхности упругого тела на наноуровне. В последние годы был решен ряд различных краевых задач при использовании линеаризованных соотношений Гертина – Мердока. Результаты выявили уникальные свойства наноструктур при учете поверхностных напряжений.

Данное исследование является продолжением работы [3], в которой методом возмущения границы было найдено решение задачи для упругого тела с круговым наноотверстием. Цель работы – получить результаты для других форм почти круговых отверстий нанометрового размера. В частности, проанализировать влияние размера отверстия на напряженное состояние вблизи границы для случая, когда граница отверстия задана по косинусоидальному закону.

Постановка задачи

Рассматривается упругая плоскость комплексного переменного $z = x_1 + ix_2$ с почти круговым отверстием нанометрового размера, форма которого мало отличается от круга радиуса a. Граница Г определяется равенством

$$z \equiv \zeta = \rho e^{i\theta} = a\left(1+\varepsilon f(\theta)\right)e^{i\theta},$$

где $f(\theta)$ – непрерывно дифференцируемая функция, $|f| \le 1$, ε – малый параметр, равный максимальному отклонению границы отверстия от окружности радиуса a, $\varepsilon > 0$, ε = 1.

Согласно обобщенному закону Лапласа – Юнга [4], граничное условие имеет вид

$$\sigma_n(\zeta) = \sigma_{nn} + i\sigma_{nt} = \frac{\sigma^s_{tt}}{R} - i\frac{1}{h}\frac{d\sigma^s_{tt}}{d\theta} \equiv t^s(\zeta), \quad \zeta \in \Gamma, \tag{1}$$

где σ_{nn}, σ_{nt} – нормальные и касательные усилия в локальной декартовой прямоугольной системе координат n,t (в уравнении (1) ось n перпендикулярна Г). Эти усилия определяются действием поверхностного напряжения σ^s_{tt}, характерного для наномасштабных структур; h – метрический коэффициент; R – радиус кривизны.

На бесконечности заданы напряжения $\sigma^\infty_{ij} = s_{ij}$ в системе координат x_1, x_2 и угол поворота $\omega^\infty = 0$. Так, в случае плоской деформации определяющие соотношения поверхностной и объемной теории упругости, согласно [1], [4], имеют вид

$$\sigma^s_{tt} = \gamma_0 + (\lambda_s + 2\mu_s)\varepsilon^s_{tt}, \quad \sigma^s_{33} = \gamma_0 + \lambda_s\varepsilon^s_{tt}, \tag{2}$$

$$\sigma_{nn} = (\lambda + 2\mu)\varepsilon_{nn} + \lambda\varepsilon_{tt}, \quad \sigma_{tt} = (\lambda + 2\mu)\varepsilon_{tt} + \lambda\varepsilon_{nn}. \tag{3}$$

В равенствах (2), (3) величина γ_0 – остаточное поверхностное напряжение, которое действует при отсутствии деформаций; ε_{ij} – компоненты объемной деформации в клас-

сической теории упругости; ε_{tt}^{s} – окружная поверхностная деформация; λ и μ – модули поверхностной упругости, аналогичные постоянным Ламе λ и μ для объемной изотропной упругости.

Предполагается, что выполнено условие идеального контакта поверхности с основным материалом

$$\varepsilon_{tt}^{s}(\zeta) = \varepsilon_{tt}(\zeta), \quad \zeta \in \Gamma.$$

Интегральное уравнение в *n*-м приближении.

Для решения поставленной задачи воспользуемся равенством [3]

$$\sigma_n(z) = \Phi(z) + \overline{\Phi(z)} + \left[\frac{1}{\overline{z^2}}\left(\overline{\Phi(z)} + \Upsilon\left(\frac{1}{\overline{z}}\right)\right) + \left(z - \frac{1}{\overline{z}}\right)\overline{\Phi'(z)}\right]\frac{d\overline{z}}{dz},$$

где $dz = |dz|e^{i\alpha}$, $d\overline{z} = \overline{dz}$, α – угол между площадкой и осью x_1. Здесь $\Phi(z)$ – функция, голоморфная вне отверстия (область Ω), а $\Upsilon(z)$ – в конечной области $D = \{z : \overline{z}^{-1} \in \Omega\}$.

В соответствии с методом возмущений [3] искомые функции $\Phi(z)$, $\Upsilon(z)$ и τ представимы в виде степенных рядов по малому параметру ε

$$\Phi(\zeta) = \sum_{n=0}^{\infty}\frac{\varepsilon^n}{n!}\Phi_n(\zeta), \quad \Upsilon(\zeta) = \sum_{n=0}^{\infty}\frac{\varepsilon^n}{n!}\Upsilon_n(\zeta), \quad \tau(\zeta) = \sum_{n=0}^{\infty}\frac{\varepsilon^n}{n!}\tau_n(\zeta).$$

При использовании комплексных потенциалов Гурса – Колосова, соотношений Мусхелишвили, метода возмущений, а также теории поверхностной упругости Гертина – Мердока, решение задачи сводится к системе сингулярных интегро-дифференциальных уравнений относительно поверхностного напряжения τ_n [3]

$$\tau_n(s) + \frac{M(\kappa+1)}{2a - M(\kappa-1)}\mathrm{Re}\left(\frac{1}{2\pi i}\int_{|\eta|=1}\frac{\tau_n(\eta) + \eta\tau_n'(\eta)}{\eta - s}d\eta\right) = G_n(s),$$

где $M = (\lambda_s + 2\mu_s)/2\mu$; $\kappa = (\lambda + 3\mu)/(\lambda + \mu)$; $s = e^{i\theta}$. Функции G_n выражаются через все предыдущие приближения.

Численные результаты в первом приближении и выводы

Следуя алгоритму, изложенному в работе [3], решение интегрального уравнения в нулевом приближении и в первом для функции $f(\theta) = \cos 2\theta$ находим в виде

$$\tau_0(\zeta) = \sum_{k=-2}^{2} a_{0k}\zeta^k, \quad \tau_1(\zeta) = \sum_{k=-5}^{5} a_{1k}\zeta^k, \quad a_{j-k} = \overline{a_{jk}}, \quad j = 0,1.$$

Опираясь на результаты, полученные в нулевом приближении, приходим к выражению для окружного напряжения на границе отверстия

$$\sigma_{tt} = \varepsilon\left(\Phi_1(s) + 2\overline{\Phi_1(s)} + \Upsilon_1\left(\overline{s}^{-1}\right) + 2s^{-2}f(s)(\overline{a_{02}} - C_2) + 2f(\overline{s})\left(s^2\left(5a_{02} - 2\overline{C_2}\right) + C_2 s^{-2}\right)\right) +$$

$$+4\varepsilon s^2 f(s)\left(a_{02} - \overline{C_2}\right) + 2\varepsilon(if_\theta'(s) - f(s))\left(2C + s^2\left(\overline{C_2} - 4a_{02}\right) + C_2 s^{-2} - a_{00}\right) +$$

$$\sigma_0 + (1 - H_1)(s_{11} + s_{22}) + (2 - 3H_2)(s_{22} - s_{11})\cos 2\theta - 2(2 - 3H_2)s_{12}\sin 2\theta.$$

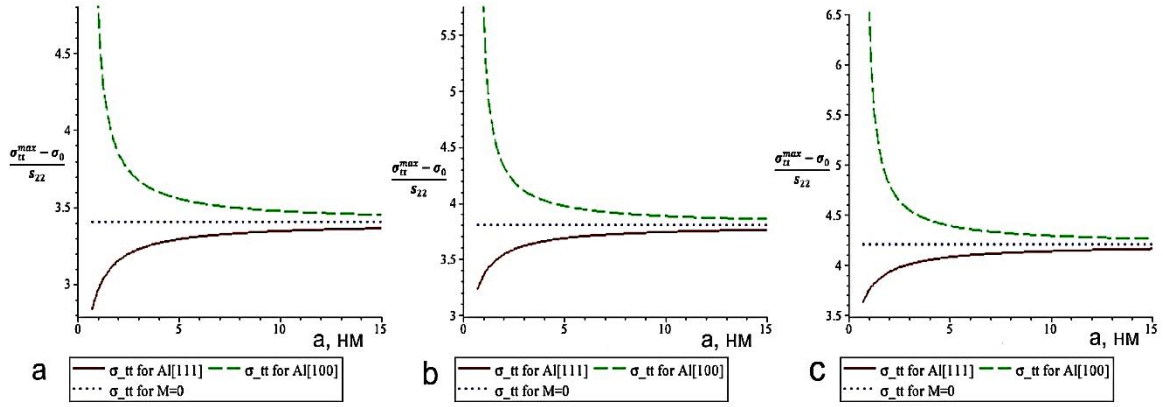


Рис. 1. Зависимость максимального окружного напряжения от радиуса базового кругового отверстия a при $\varepsilon = 0{,}1; 0{,}2; 0{,}3$ (соответственно *a*, *b*, *c*)

На рис. 1 представлены зависимости максимального значения напряжения σ_{tt} от радиуса a при одноосном растяжении s_{22} вдоль оси x_2 (размерный эффект), при $\gamma_0 = 0$, $\theta = 0$. Расчеты выполнены для алюминия [4], упругие свойства поверхности которого определяются либо значением $M = -0{,}152$ нм (прерывистые кривые), либо $M = 0{,}1$ нм (сплошные кривые). Таким образом, с увеличением радиуса базового отверстия a максимальные значения окружного напряжения стремятся к классическому решению ($M = 0$), при котором не учитывается поверхностное напряжение. Однако, с уменьшением радиуса a при $M > 0$ максимальные значения окружного напряжения неограниченно убывают, а при $M < 0$ возрастают, что наглядно демонстрирует влияние поверхностного напряжения для наноструктур.

Таким образом, решена задача о почти круговом наноотверстии в упругом теле при учете поверхностного напряжения для случая, когда граница отверстия задана по косинусоидальному закону. Проанализировано влияние размера отверстия на напряженное состояние вблизи границы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 14-01-00260.

Список литературы

1. Gurtin M.E., Murdoch A.I. A continuum theory of elastic material surfaces // Arch. Ration. Mech. and Anal. 1975. Vol. 57, No. 4. P. 291–323.
2. Miller R.E., Shenoy V.B. Size-dependent elastic properties of nanosized structural elements // Nanotechnology. 2000. Vol. 11, No. 3. P. 139–147.
3. Vakaeva A.B., Grekov M.A. Effect of surface stresses in an elastic body with a curvilinear nanohole // Proceedings of The 2015 International Conference «Stability and Control Processes» in Memory of V.I. Zubov (SCP), 2015. P. 440–443.
4. Греков М.А., Язовская А.А. Эффект поверхностной упругости и остаточного поверхностного напряжения в упругом теле с эллиптическим наноотверстием // Прикладная математика и механика. 2014. Т. 78. № 2. С. 249–261.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УПЛОТНЯЮЩИХ СВОЙСТВ ПОРШНЕВЫХ ДЕТАЛЕЙ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

Дроботько В.Ф., Касьянов А.И.

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина, г. Донецк, Украина
drobotko@i.ua

Проблемой предшествующих технологий получения высокого гидростатического давления в аппаратах типа поршень-цилиндр является устранение двух основных нежелательных эффектов - утечки передающей давление жидкости и трения между поршнем и стенкой канала поршневой пары. Конструктивно эти эффекты связаны между собой таким образом, что, например, при устранении кольцевого зазора между поршнем и стенкой цилиндра с целью уменьшения утечки жидкости растет трение поршневой пары. Обычно на практике, в первую очередь, устраняют утечку, используя различные варианты уплотнений Амага, Поултера и Бриджмена в комбинации с различными пересечениями уплотняющих и антиэкструзивных колец. При этом увеличение фрикционной силы преодолевается увеличением прилагаемой нагрузки. Однако использование в этом случае посадки с натягом имеет ряд побочных вредных эффектов. Это, в первую очередь, требование большой осевой силы при вставке поршня в канал цилиндра и удаления его из канала, что затрудняет ручную сборку и разборку поршневой пары, а также требует затраты большей части энергии в процессе прессования, на преодоление фрикционных сил между поршнем и стенкой канала поршневой пары. В результате происходит быстрое изнашивание поршневой пары, что резко уменьшает количество прессований в камере высокого давления.

Основная проблема при уплотнении поршневой пары состоит в том, что под действием высокого давления степени деформации поршня и цилиндра разные – радиальное расширение канала цилиндра больше, чем поршня. Гидростатическое давление жидкости непосредственно действует на стенку канала цилиндра, а радиальное расширение поршня происходит за счет осевого сжатия. При этом в несколько раз возрастает зазор между поршнем и стенкой канала. Ясно, что обычно используемые на практике уплотнения с увеличением давления перестают работать.

В данной работе предложено новое конструктивное решение качественного уплотнения поршневой пары с низким фрикционным примыканием поршня к стенке канала, работающего в широком диапазоне низких и ультравысоких давлений

Наш новый метод уплотнения основан на краевом эффекте цилиндрической оболочки, край которой закреплен от смещения в направлении нормали к поверхности. В закреплении возникают реакции, которые вызывают напряженное состояние, связанное с искривлением срединной поверхности оболочки.

Уплотняющая поршневая деталь 1 (на рис.1), конец которой вставлен в центральный канал камеры, имеет коаксиальную кольцевую стенку 2, которая очерчивает концентрическую полость глухого отверстия 3. В полость глухого отверстия помещается тефлоновый насадок 6, который примыкает к передающей давление жидкой среде и выполняет уплотняющую функцию при низких и умеренных давлениях. С противоположной стороны уплотняющая поршневая деталь 1 имеет внешнюю резьбу 4 для жесткого соединения ее с поршнем. В окружном направлении на кольцевой коаксиальной стенке были сделаны две выемки 5 для уменьшения фрикционного сцепления с рабочим каналом камеры.

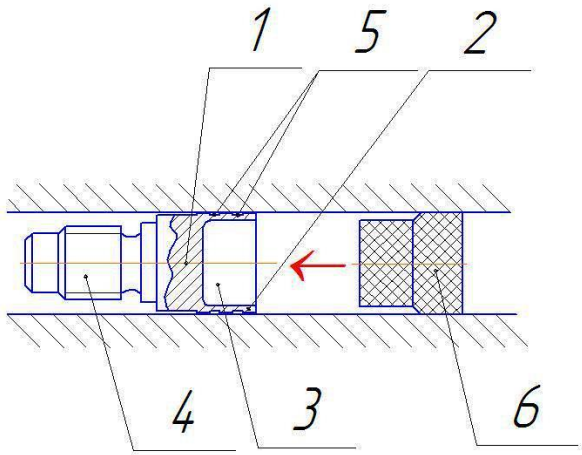


Рис.1. Уплотняющая поршневая деталь для фрикционной пары поршень-цилиндр

Уравнение краевого эффекта в области жесткого соединения кольцевой стенки с основной частью поршневой детали, учитывающее изгибающий момент и поперечную силу имеет вид [1]:

$$\frac{\partial^4 u(x)}{\partial x^4} + \frac{k}{EJ_z} u(x)\,(1-\mu^2) = \frac{q}{EJ_z}(1-\mu^2),$$

$$\text{где } k = \frac{\delta E}{r^2},\ J_z = \frac{\delta^3}{12},\ q = p(1-\mu),$$

u – перемещение оболочки кольцевой коаксиальной стенки, δ – толщина кольцевой коаксиальной стенки, r – радиус кольцевой коаксиальной стенки, E – модуль упругости кольцевой стенки, μ – коэффициент Пуассона кольцевой стенки, p – давление в полости кольцевой стенки.

Решение этого уравнения определяет величину изгиба оболочки кольцевой коаксиальной стенки. Решение такого дифференциального уравнения четвертой степени можно получить системе Mathcad с помощью функции *odesolve*. Результат численного расчета для тонкостенной оболочки диаметром ∅3 мм, толщиной стенки δ = 0,2 мм, изготовленной из бериллиевой бронзы E = 140 ГПа при давлении 10 кбар показан на рис 2.

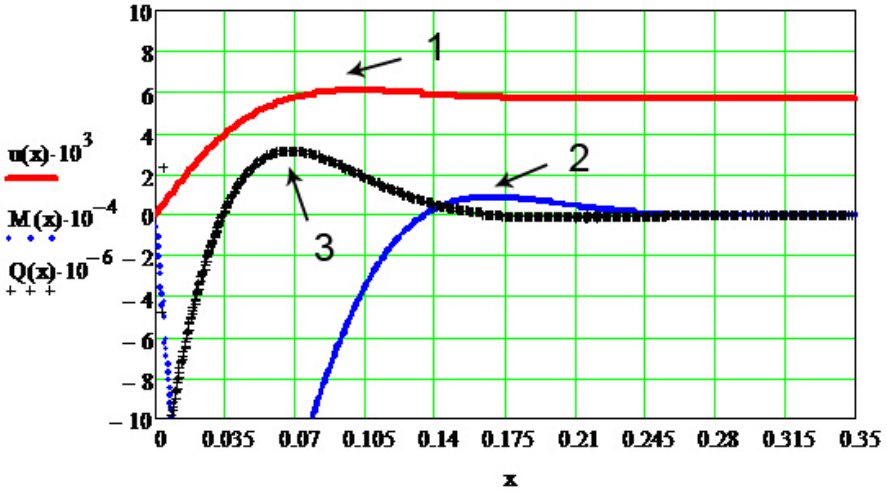


Рис. 2. Численный расчет кольцевой оболочки при давлении 10 кбар. 1 – перемещения *u(x)* (в см); 2 – изгибающий момент *M(x)* и 3 – поперечная сила *Q(x)*.

Следует обратить внимание, что оболочка кольцевой коаксиальной стенки изгибается до некоторого расстояния от ее жесткого закрепления и дальше остается постоянной с увеличением ее длины. Это важный результат для конструирования уплотнения поршня высокого давления. Как видно из рисунка 2, расстояние до максимального изги-

ба коаксиальной стенки равняется 0,82 мм (кривая 1) и 1,5 мм до максимума изгибающего момента (кривая 2). При давлении 10 кбар радиус кольцевой коаксиальной стенки возрастет на u = 0,06 мм, и этого достаточно для надежного уплотнения. В нашем методе выполняется эффект самоуплотнения, поскольку с ростом давления растет величина изгиба оболочки кольцевой коаксиальной стенки.

Используя полученные данные для глубины полости глухого отверстия - 1,6 мм и толщины стенки - 0,2 мм, мы рассчитали суммарное линейное перемещение уплотняющей детали при давлении 10 кбар методом конечных элементов. На рис. 3 показан расчет для количества конечных элементов - 85983 и количества узлов - 17807 при максимальной длине стороны элемента - 0.1 мм.

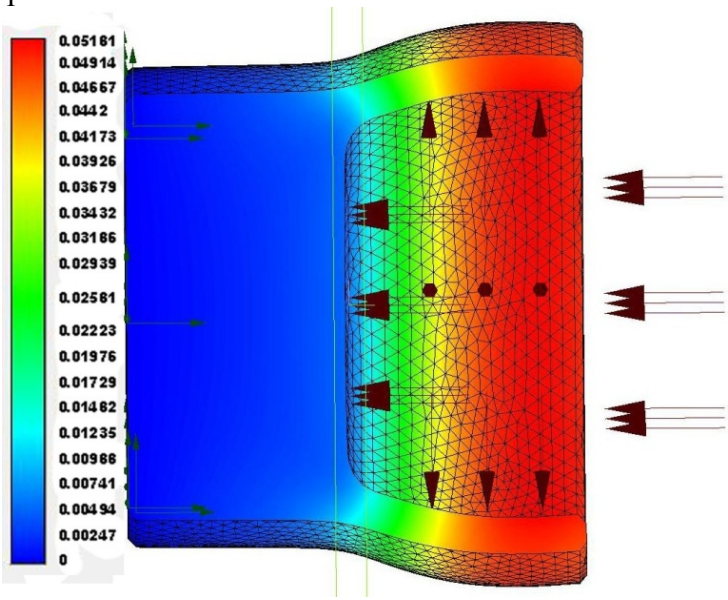


Рис. 3. Суммарное линейное перемещение уплотняющей детали при 10 кбар.

Результаты, полученные с помощью двух различных методов расчета, хорошо согласуются между собой.

Экспериментальное тестирование работы поршня высокого давления показало прекрасное уплотнение на всем интервале давлений до 10 кбар. Для уменьшения фрикционного сцепления с рабочим каналом в окружном направлении были сделаны две выемки глубиной 0,025 мм и шириной 0,3 мм и на уплотнитель была нанесена лужениям тонкая пленка припоя ПОС 61. Уплотнитель был изготовлен из бериллиевой бронзы, закаленной до 35-36 единиц прочности, которая значительно мягче, чем стержень поршня из стали ХНЮ. Для уплотнения при давлениях до 1-2 кбар в бронзовый уплотнитель вставляется тефлоновый насадок.

Тефлоновый насадок выдерживает 4-5 циклов нагрузки-разгрузки. Стержень поршня не имеет остаточной деформации, а радиус бронзовой кольцевой коаксиальной стенки после нескольких циклов вырос всего лишь на 0.01 мм. Фрикционные затраты измерялись по разнице показаний между давлением, созданным на поршне внешним прессом и давлением, измеренным манганиновым манометром во внутренней рабочей камере. При давлении 5 кбар такая разница составила 200 бар, при 8 кбар - 500 бар, то есть, 4-6%.

Список литературы

1. S. Timoshenko, Strength of Materials. Two volumes. New York, Van Nostrand Company, 1930. xii+368 pp; xi+401–735 pp.

ВЛИЯНИЕ АКТИВНОГО НАНОРАЗМЕРНОГО НАПОЛНИТЕЛЯ НА ВЕЛИЧИНУ МОДУЛЯ УПРУГОСТИ И КОЭФФИЦИЕНТА ТЕРМИЧЕСКОГО РАСШИРЕНИЯ ПОЛИМЕРНОГО МАТЕРИАЛА: ВЫПОЛНЯЕТСЯ ЛИ УРАВНЕНИЕ БАРКЕРА ДЛЯ НАНОКОМПОЗИТОВ?

Гофман И.В.

Институт высокомолекулярных соединений РАН, Санкт-Петербург, Россия
gofman@imc.macro.ru

Экспериментально исследовано влияние наночастиц различных типов на величину модуля упругости и линейного коэффициента термического расширения материала, в который введены эти наночастицы.

Целью исследований было определение степени выполнения для полимер-неорганических нанокомпозитных материалов уравнения Баркера [1, 2]:

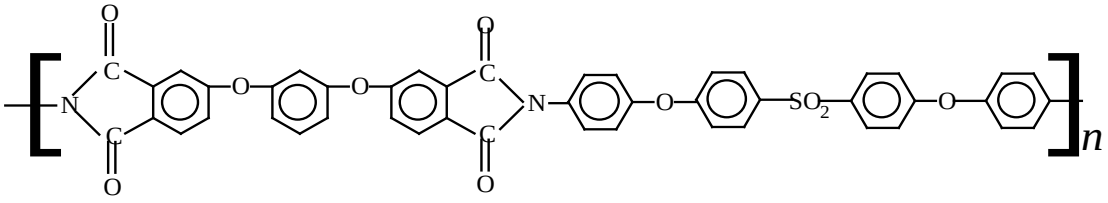
$$\alpha^2 E \approx k \ (\text{Н}\times\text{К}^{-1}\text{м}^{-2}),$$

где α – линейный коэффициент термического расширения полимерного материала, E – модуль упругости, а k – константа. Согласно [1] среднее значение k – 15, если величины E и α выражены в соответствующих единицах измерения. Однако для различных полимерных материалов в соответствии с вариациями из химического строения и специфическими особенностями надмолекулярной организации возможны малые колебания k: ± 5 единиц от среднего значения, т.е. от 10 до 20.

Работы, проводившиеся рядом исследователей с целью проверки справедливости уравнения Баркера, показали, что оно действительно вполне адекватно описывает поведение широкого разнообразия полимерных материалов, в стеклообразном состоянии причем материалов как линейной структуры, так и сшитых систем.

Представлялось интересным выяснить степень выполнения уравнения Баркера для полимер-неорганических нанокомпозитных материалов.

Объектами проведенных экспериментов были специально приготовленные блочные образцы нанокомпозитов, сформированных на основе синтезированного в ИВС РАН полиядерного термопластичного полиимида следующей структуры:



в который введены наночастицы четырех типов (табл. 1). Нанокомпозитные образцы цилиндрической формы были приготовлены по расплавной технологии с помощью технологического комплекса для изготовления полимерных материалов и композиций производства фирмы DSM Xplore (Нидерланды).

Модули упругости образцов нанокомпозитов и матричного полиимида определены при комнатной температуре в режиме одноосного сжатия с помощью универсальной установки для механических испытаний AG-100kNX (Shimadzu, Япония), а значения α рассчитаны по кривым термического расширения образцов в области температур 0-100 ^{0}C, полученным с помощью термомеханического анализатора TMA 402 F1 Hyperion (NETZSCH, Германия).

Данные рис. 1 свидетельствуют о постоянстве величины α всех исследованных образцов в области температур 20–100 ^{0}C. Эти значения и были использованы для определения величин k (табл. 2).

Таблица 1. Характеристики наночастиц, использованных в работе

Тип наночастиц	Размеры	Плотность, г/см^3	Производитель
Углеродные нановолокна	Диаметр 100-150 нм, Длина 6-10 мкм	2.0-2.1	Showa Denko Carbon (США-Япония) [3]
Углеродные наноконусы/диски (смесь, содержащая 70% дисков)	Высота конуса: 0.3-0.8 мкм; Диаметр основания конуса, диаметр диска: 1-2 мкм Толщина стенок: 20-50 нм	2.0	n-TEC AS (Норвегия) [4]
Нанотрубки галлуазит	Диаметр 40-100 нм Длина 500 нм-1.2 мкм	2.6	NaturalNano (США) [5]
$Y_{0.03}Zr_{0.97}O_{1.985}$	Средний диаметр 10 нм	6.1	Синтезированы в ИВС РАН

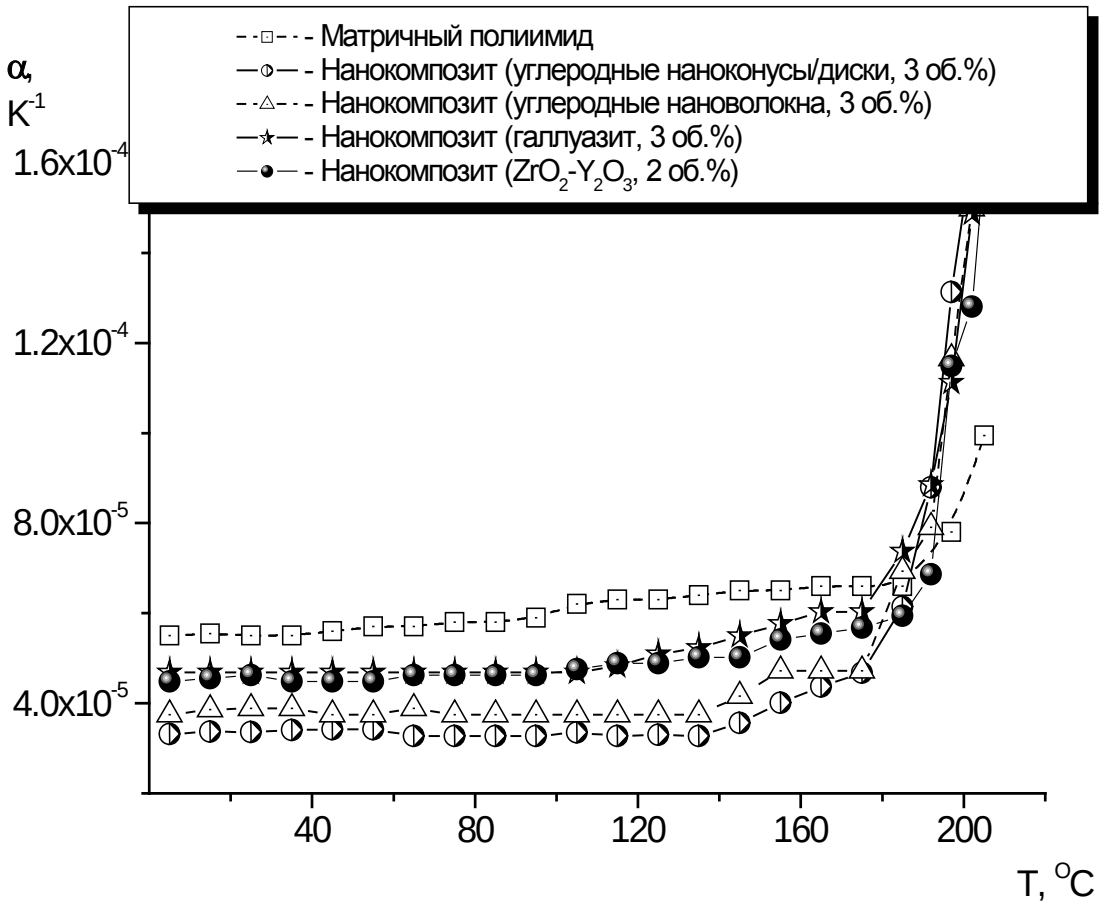


Рис. 1. Температурные зависимости линейного коэффициента термического расширения блочных образцов полиимида и нанокомпозитов, приготовленных на его основе.

Для исходного полиэфиримидного образца уравнение Баркера явно выполняется, а для всех нанокомпозитов, приготовленных на его основе величина *k* лежит определенно за пределами диапазона 10–20 (наиболее далеко от границ этого диапазона оказались значения k нанокомпозитов, содержащих углеродные наночастицы).

Таблица 2. Величины модуля упругости, коэффициента термического расширения и константы *k* полиэфиримида и нанокомпозитов на его основе

Материал	*E*, ГПа	$\alpha\times10^{-5}$, $К^{-1}$	$k = \alpha^2 E$, $Н\times К^{-2}м^{-2}$
Полиэфиримид	3.19	5.89	11.1
Полиэфиримид+углеродные наноконусы/диски	3.66	3.4	4.2
Полиэфиримид+углеродные нановолокна	3.53	3.88	5.3
Полиэфиримид+галлуазит	3.56	4.64	7.7
Полиэфиримид+ZrO_2-Y_2O_3	3.49	4.49	7.0

Из полученных результатов можно сделать следующий вывод: для полимер-неорганических нанокомпозитов не наблюдается выполнения уравнения Баркера, по крайней мере – для некоторых представителей данного класса материалов (уже эксперимент с первыми, наугад выбранными нанокомпозитными материалами дал отрицательный результат).

Для интерпретации полученного результата мы воспользовались объяснением физического смысла рассматриваемого уравнения, содержащимся в статье Баркера [1]. Обе величины, входящие в уравнение, отражают одну и ту же фундаментальную характеристику полимерного материала – усредненную величину энергии реализуемых в нем межмолекулярных взаимодействий. При этом каждая из величин отражает один из ее компонентов: *E* представляет гармоническую составляющую, а α – ангармоническую составляющую. Таким образом, близкие для всех полимерных материалов значения величины *k* отражают наличие корреляции между этими двумя составляющими рассматриваемых сил, определенный баланс этих двух составляющих, характеризующий полимерные материалы.

Как показали полученные нами результаты, для исследованных в работе полимер-неорганических нанокомпозитных материалов наблюдается нарушение баланса двух компонент сил межмолекулярных взаимодействий, свойственного ненаполненным полимерным системам. Этот факт прямо указывает на формирование в нанокомпозитах новых типов межмолекулярных взаимодействий, реализуемых с участием активного нанонаполнителя, отличающихся от набора связей, характерного для полимерных материалов. Идентификация этих связей и является задачей дальнейшей работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (государственный контракт No 14.Z50.31.0002).

Список литературы

1. R. E. Barker Jr. An Approximate Relation Between Elastic Moduli and Thermal Expansivities. J. Appl. Phys. 1963, V. 34, № 1, p. 107-116.
2. http://www.sdkc.com
3. http://www.strem.com/uploads/resources/documents/nanocones.pdf
4. http://www.naturalnano.com

РОСТ И ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ЗЕРЕН ПРИ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ В ЖЕЛЕЗЕ

Воронова Л.М., Дегтярев М.В., Чащухина Т.И., Шинявский Д.В.

ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, Россия,
highpress@imp.uran.ru

Создание структуры с заданными свойствами часто связано с переводом системы в термодинамически неравновесное состояние. При последующей обработке или эксплуатации в материале будут происходить изменения, уменьшающие свободную энергию системы. Если полученная структура была оптимальной, то происходящие изменения приведут к ухудшению свойств материала, поэтому важным становится вопрос о стабильности полученной микроструктуры. При большой пластической деформации в материале формируется ультрадисперсная структура с высокой плотностью дефектов, такая структура обладает высокой запасенной энергией и метастабильна. Целью настоящей работы было определить, как изменяются параметры созданной в результате деформации субмикрокристаллической (СМК) структуры железа при рекристаллизации.

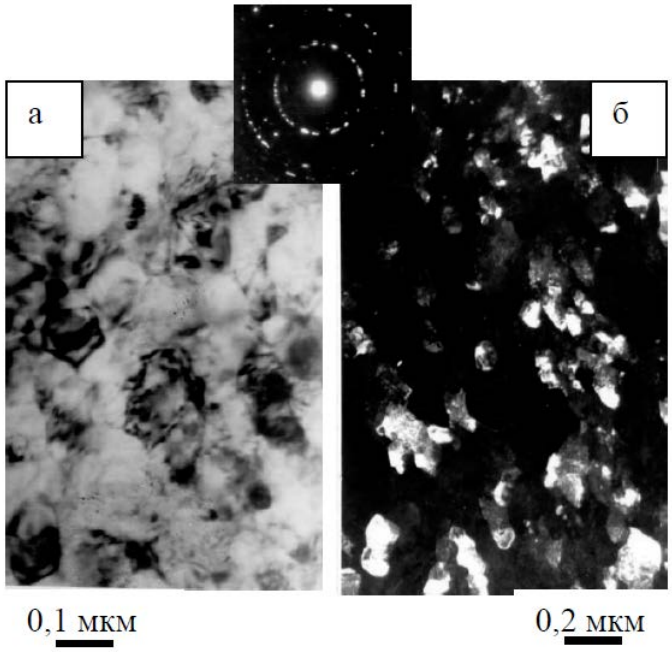


Рис.1. Субмикрокристаллическая структура в железе, деформация с e = 8; *а* – светлопольное изображение, *б* – темнопольное изображение в рефлексе типа $(110)_\alpha$

Исследовали железо, полученное зонной отчисткой (99,97%). СМК структура была сформирована в результате деформации сдвигом под давлением 6 ГПа на 5 оборотов наковальни (на расстоянии 1.5 мм от центра образца истинная деформация достигла e = 8). Такая структура (рис.1) характеризуется средним размером микрокристаллитов 0,15 мкм, высокой размерной однородностью (коэффициент вариации линейных размеров K = 0,7) и отсутствием преимущественной ориентировки зерен. Образцы отжигали при температурах 350-750°С, выдержка составляла 1 ч, для предотвращения окисления отжиг проводили в вакууме 10^{-2} Па. Структуру железа после деформации и отжига исследовали методами оптической металлографии, сканирующей и просвечивающей электронной микроскопии (СЭМ и ПЭМ) на приборах NEOPHOT-2, QUANTA_200 Philips и JEM 200CX соответственно. Размер рекристаллизованного зерна определяли с помощью программно-аппаратного комплекса SIAMS 600 по данным оптической металлографии, методом секущих по данным СЭМ и прямыми измерениями по данным ПЭМ. Ориентировку рекристаллизованных зерен оценивали по анализу дифракции отраженных электронов (EBSD).

В железе с СМК структурой после отжига при 350°С формируется однородная зеренная структура (рис.2*а, б*). После отжига при 450°С исследование с помощью ПЭМ показывает, что рекристаллизация не завершена (рис.2*г*): наблюдаются зерна, содержащие в теле большое количество дефектов, мелкие зародыши рекристаллизации, которых

не было после часового отжига при 350°С. Эти наблюдения позволяют заключить, что в ходе отжига железа с СМК структурой при 450°С образуются новые термически активированные зародыши рекристаллизации. Такие зародыши рекристаллизации не разрешаются методом СЭМ, поэтому на этом масштабном уровне структура после отжига при 350 и 450°С мало различается (рис.2 *а, в,* таблица).

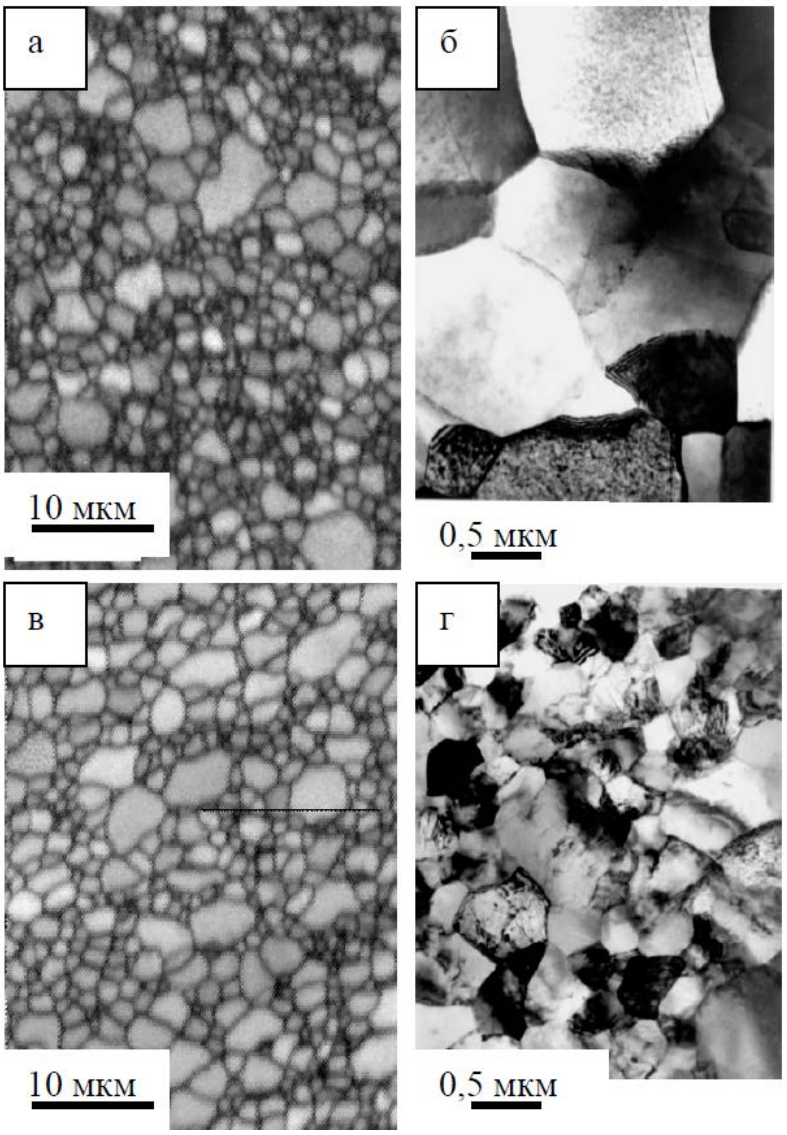


Рис.2. Микроструктура железа после деформации и отжига при 350°С (*а,б*) и 450°С (*в,г*); *а, в* – СЭМ; *б, г* – ПЭМ

Отжиг железа с СМК структурой в интервале температур 550-750°С приводит к росту среднего размера рекристаллизованного зерна до 6мкм (таблица, рис.3). Значения коэффициентов вариации линейных размеров, определенных методами ПЭМ и оптической металлографии, показывают, что в результате рекристаллизации формируется размерно однородная структура. По данным СЭМ коэффициент вариации линейных размеров резко увеличивается. Следует отметить, что в этом случае размеры были получены с использованием EBSD-анализа, который учитывает размеры зерен и субзерен с малоугловыми разориентировками. Малогугловые границы наблюдаются внутри рекристаллизованных зерен после отжига при температурах 650–750°С (рис.3*в*), что приводит к уменьшению среднего угла разориентировки элементов структуры Θ (табл.). Субструктура методом оптической металлографии не фиксируется.

Таблица. Параметры структуры железа после деформации и отжига, по данным разных методов исследования структуры

T отж., °С	ПЭМ		СЭМ			Оптическая металлография	
	d, мкм	*K*	*d*, мкм	*K*	Θ, °	*d*, мкм	*K*
350	1,3	0,6	1,0	0,9	35	-	-
450	0,5	0,6	1,2	0,8	36	-	-
650	-	-	2	1,5	30	4	0,5
750	-	-	5	1,2	25	6	0,7

Методом EBSD-анализа установлено, что после отжига при 750°С большая часть рекристаллизованных зерен (~80%) имеет ориентировку (110), после отжига при 350°С доля зерен такой ориентировки составляет <40%. На рис. 4 приведены полюсные фигуры. Видно, что с увеличением температуры отжига острота текстуры возрастает.

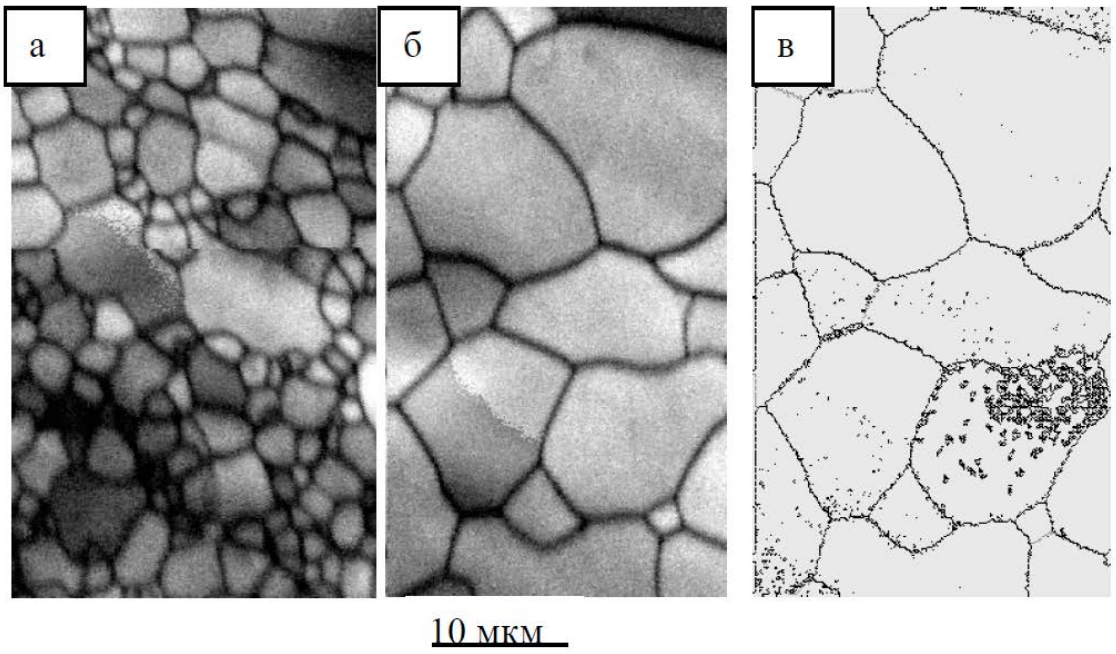


Рис.3. Микроструктура железа после деформации и отжига при 650°С *(а)* и 750°С (*б, в*), *в* – схема границ, иллюстрирующая субструктуру в рекристаллизованном зерне; СЭМ

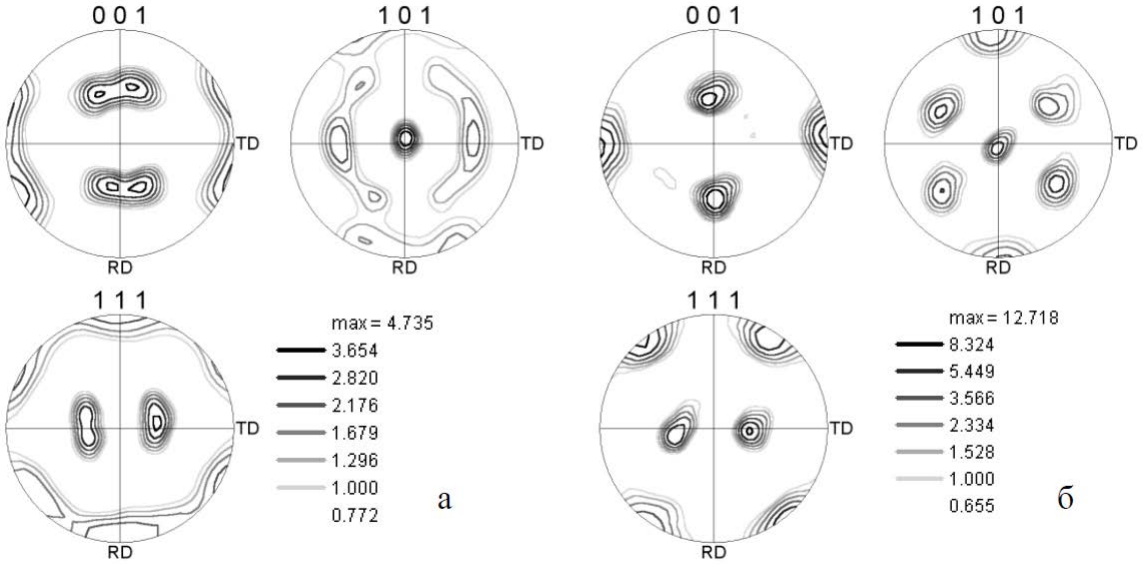


Рис.4. Полюсные фигуры, полученные при EBSD-анализе железа после деформации и отжига при 350°С (*а*) и 650°С (*б*)

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ №15-03-00909-а.

Электронно-микроскопическое исследование выполнено в ЦКП «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов» ИФМ УрО РАН.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕФОРМИРОВАНИЯ ПОЛИКРИСТАЛЛОВ С УЧЕТОМ ФРАГМЕНТАЦИИ И ДРОБЛЕНИЯ ЗЕРЕН С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ФИЗИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ПЛАСТИЧНОСТИ

Волегов П.С., Тельканов М.А.

Пермский национальный исследовательский политехнический университет,
Пермь, Россия,
crocinc@mail.ru

При интенсивном деформировании металлических тел наблюдаются значительные изменения в структурах нижних масштабных уровней, в первую очередь на масштабах кристаллической решетки и кристаллита. Одними из наиболее важных процессов, возникающих при интенсивных неупругих деформациях поликристаллических материалов, являются формирование так называемой кристаллографической текстуры (появление выделенных направлений в ориентациях кристаллических решеток отдельных зерен), фрагментация (появление слабо разориентированных областей в масштабах одного кристаллита) и дробление зерен (образование новых зерен за счет появления большеугловых границ внутри существующих зерен поликристалла). Специально для описания процессов образования текстуры, а также фрагментации и дробления зерен, создаются математические модели, учитывающие механизмы поворотов (ротаций) кристаллических решёток материала при интенсивных неупругих деформациях [1].

В работе используется модель, основанная на двухуровневом подходе к рассмотрению неупругого деформирования поликристаллических металлов [2]. В качестве элемента макроуровня используется представительный макрообъем поликристаллического материала, состоящий из элементов мезоуровня – отдельных кристаллитов. Определяющим соотношением мезо- и макроуровня является закон Гука, записанный в скоростной релаксационной форме. В качестве основного механизма неупругого деформирования элементов мезоуровня выступают сдвиги краевых дислокаций по кристаллографическим системам скольжения при достижении касательным напряжением некоторого критического значения. Скорости сдвигов описываются упруговязкопластическим соотношением Хатчинсона.

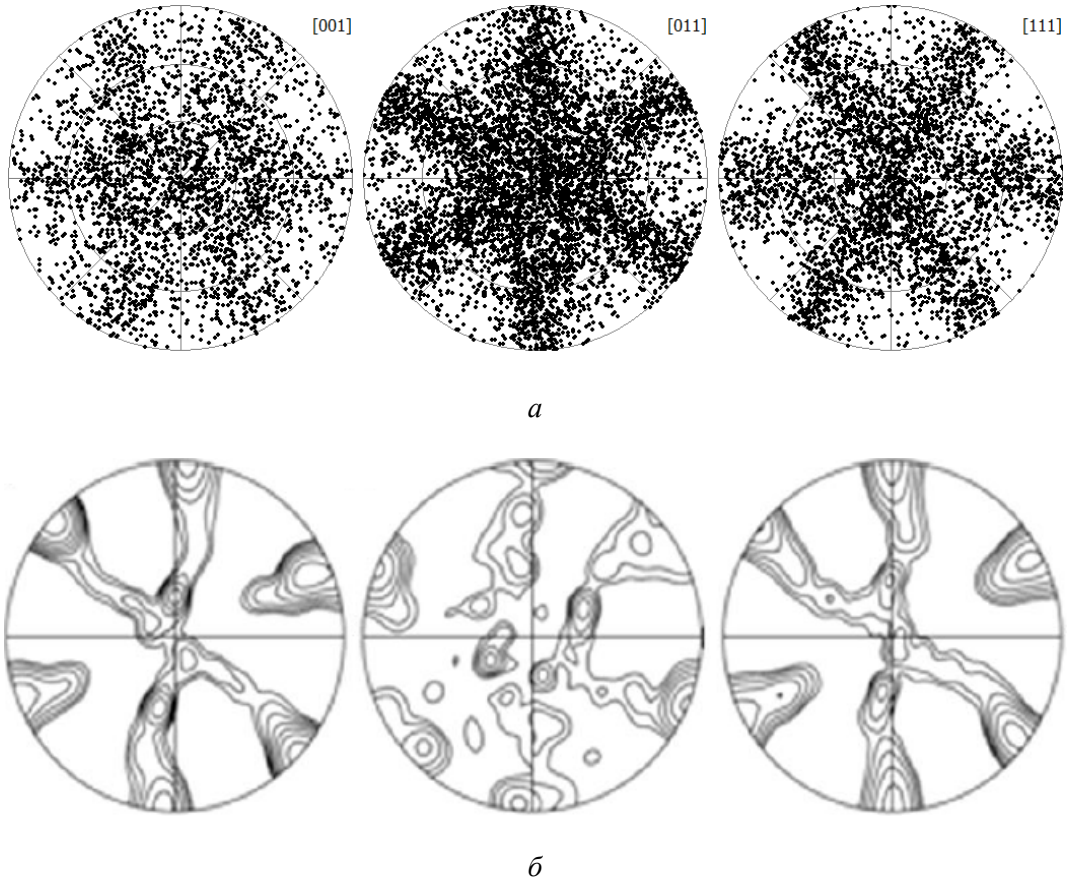
Используя кинематическую гипотезу Фойгта, тензоры скоростей деформаций всех зёрен принимаются равными тензору деформации скорости представительного объёма поликристалла. Прочие параметры мезоуровня усредняются по объёму и затем передаются на макроуровень. Для описания процессов ротаций решёток зёрен применена модель, в которой явным образом учитываются физические причины разворотов решёток зёрен. В этой модели развороты связаны с вращательным моментом, возникающим из-за появления на межзёренной границе дислокаций ориентационного несоответствия в результате перехода дислокаций из одного зерна в другое. Реализация этой модели предполагает вычисление эволюции поверхностного вращательного вектора-момента, а затем переход к эквивалентной объёмной величине:

$$\begin{cases} (\dot{\mathbf{m}})^m = \lambda\,\mathbf{N}\times\left(\sum\limits_{k}^{K}\dot{\gamma}^{(k)}\mathbf{n}^{(k)}\mathbf{b}^{(k)} - \sum\limits_{j}^{K}\dot{\gamma}^{(j(m))}\mathbf{n}^{(j(m))}\mathbf{b}^{(j(m))}\right)\cdot\mathbf{N}, \\ \mathbf{M}_{(i)} = \dfrac{1}{V_{(i)}}\sum\limits_{m=1}^{M}\left[\mathbf{m}^m S^m_{(i)} + \mathbf{r}^m\times\left(\mathbf{N}^m\cdot\boldsymbol{\sigma}_{(i)}\right)S^m_{(i)}\right], \end{cases} \qquad (3)$$

где λ – экспериментально определяемый параметр, $\mathbf{N}$ – внешняя для анализируемого зерна единичная нормаль к границе с соседним m-м зерном, $V_{(i)}$ – объём анализируемого зерна, $\mathbf{r}^m$ – радиус-вектор, проведённый от центра масс данного зерна к средней точке

фасетки m, $S_{(i)}^{m}$ – площадь данной фасетки. Далее по известному объемному моменту можно определить спин решетки – то есть мгновенную угловую скорость ее вращения.

С использованием предложенной модели ротаций проведен численный эксперимент по равноканальному угловому прессованию (РКУП) поликристалла с параметрами, соответствующими технически чистой меди. На рис. 1 представлены полюсные фигуры, полученные с использованием предложенной модели ротаций (а), а также данные аналогичного натурного эксперимента (б), приведённые в работе [3]. Отчётливо прослеживается схожий характер неоднородностей на полученных полюсных фигурах.



а

б

Рис. 1. Полюсные фигуры для поликристалла чистой меди, прошедшего РКУП

Для описания процессов фрагментации зерен был поставлен численный эксперимент по одноосному растяжению поликристаллического агрегата из 512 элементов мезоуровня, объединенных в 64 «конгломерата» с одинаковыми ориентациями кристаллической решетки. Таким образом, каждому из конгломератов можно было поставить в соответствие отдельное зерно поликристалла, а элементу мезоуровня внутри конгломерата – фрагмент зерна. По образованию большеугловых границ между фрагментами можно судить о появлении новых зерен в процессе деформирования. На рис. 2 приведены полюсные фигуры, характеризующие распределение ориентаций кристаллических решеток в процессе деформирования. При анализе ротаций решёток зёрен был сделан следующий вывод: количество зёрен, принимающих участие в ротациях, с увеличением накопленной деформации снижается, в то время как скорость вращения решёток постепенно увеличивается. С физической точки зрения это можно трактовать, как сохранение некоторой эквивалентной мощности: некоторые зёрна в процессе разворотов занимают положение с наименьшей энергией и прекращают вращение, а полная подводимая энергия распределяется между остальными зёрнами.

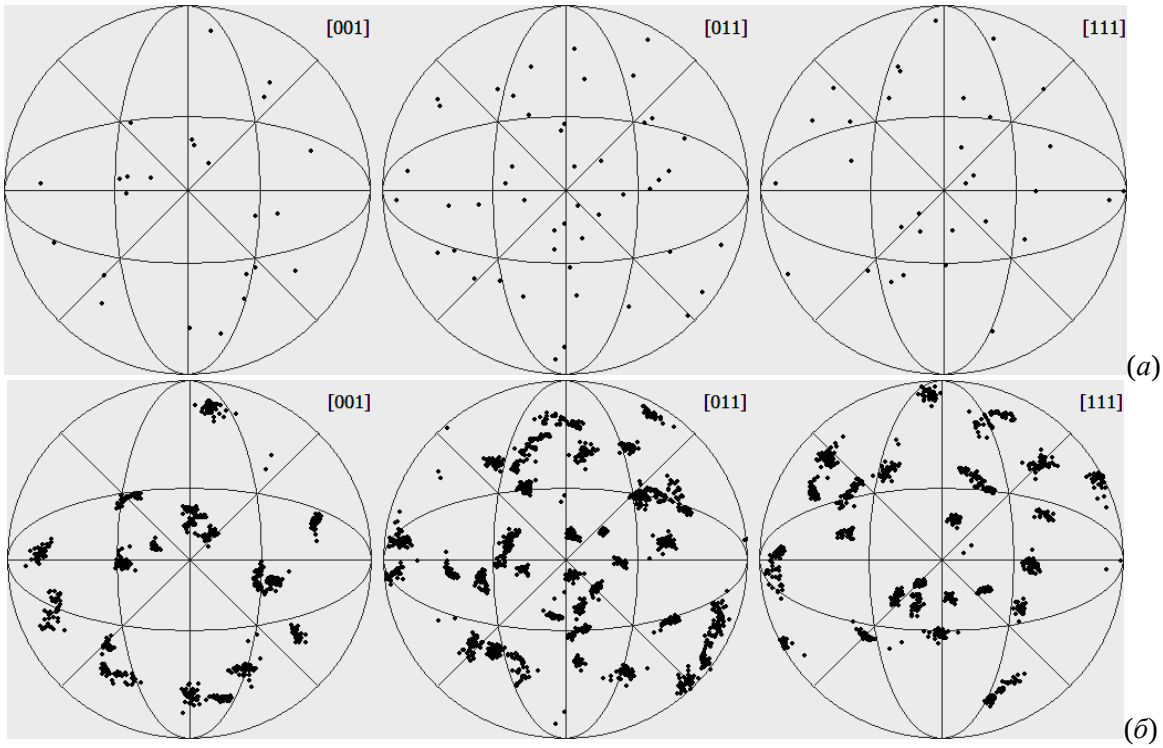


Рис. 2. Полюсные фигуры для поликристалла чистой меди, в начальный момент (*а*), при интенсивности деформаций 15% (*б*)

К числу существенных недостатков другой часто используемой модели ротаций (т.н. модели стесненного поворота по Тейлору) относят отсутствие условия окончания поворотов, в то время как модель несовместности чётко определяет этот момент. На рис.3 представлены траектории движения изображающих точек ротации (ИТР), полученные с использованием двух моделей ротаций при одинаковом начальном распределении ориентаций зёрен. Видно, что при использовании модели несовместности пластических сдвигов траектория ИТР заметно короче, а, следовательно, в определённый момент вращение решётки зерна прекратилось.

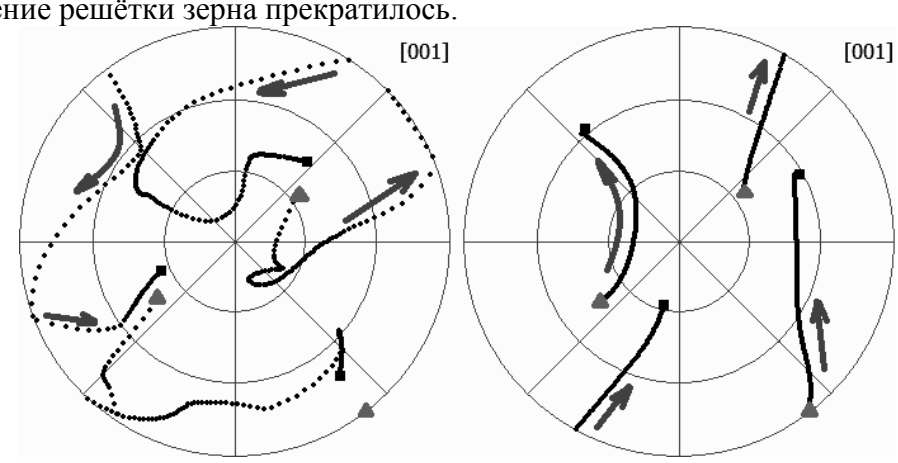


Рис.3. Траектории ИТР при больших деформациях, слева – с использованием модели Тейлора, справа – с использованием модели несовместности деформаций

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ № МК-4917.2015.1, РФФИ (грант №14-01-96008 р_урал_а).

Список литературы

1. Трусов П.В., Волегов П.С., Кондратьев Н.С. Физические теории пластичности: учебное пособие. – Пермь: Изд-во ПНИПУ, 2013. – 244 с.
2. 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.
3. Anand L. Single-crystal elasto-viscoplasticity: application Ti texture evolution in polycrystalline metals at large strains // Comput. Methods Appl. Mech. Engrg. – 2004. – Is. 193. – Pp. 5359–5383.

ТЕРМОПРОЧНОСТЬ ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИЙ ИЗ ГРАДИЕНТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Власов Н.М., Челяпина О.И.

Подольский институт (филиал) Университета машиностроения,
Подольск Московской области, Россия,
chelyapina@pochta.ru

Характерной особенностью градиентных материалов является непрерывное изменение теплофизических, упругих и прочностных свойств. Это позволяет использовать данные материалы в различных технических приложениях. Координатная зависимость свойств градиентных материалов упрощает проведение математического моделирования тепловых и термоупругих процессов. Рассмотрены цилиндрические оболочки с неоднородным распределением коэффициента теплопроводности. Результаты теоретического анализа представляют интерес при обосновании эксплуатационных характеристик перспективных материалов.

Термопрочность элементов конструкций из градиентных материалов при прочих равных условиях существенно зависит от коэффициента теплопроводности. Именно эта характеристика градиентного материала определяет распределение температуры и возникающие при этом термонапряжения. В качестве иллюстративного примера рассмотрим цилиндрическую оболочку на основе системы «Mo-Nb». Неоднородное распределение Nb в оболочке из Mo сопровождается уменьшением коэффициента теплопроводности, поскольку $\lambda_{Mo} = 125.7 \frac{Bm}{мК}$ и $\lambda_{Nb} = 52.4 \frac{Bm}{мК}$.

Сохраняя общность, исследуем следующий вариант изменения коэффициента теплопроводности вдоль радиальной координаты цилиндрической оболочки [1]

$$\lambda = \lambda_1 \left(r / r_0 \right)^n, \quad r_0 < r < R, \tag{1}$$

где λ_1 – коэффициент теплопроводности внутренней поверхности оболочки, r_0 и R – внутренний и внешний радиусы цилиндрической оболочки, n – произвольный показатель степени. Сочетание r/r_0 и n позволяет получать любое координатное распределение коэффициента теплопроводности. Кроме того, соотношение (1) упрощает выполнение операции «дивергенция» при получении нестационарного уравнения теплопроводности. Из условия непрерывности теплового потока получим соответствующее уравнение и математически сформулируем задачу теплопроводности для цилиндрической оболочки

$$\frac{1}{a^2}\frac{\partial T}{\partial t} = \left(r/r_0\right)^n\left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1+n}{r}\frac{\partial T}{\partial r}\right) \quad r_0 < r < R,$$
$$T(r,0) = 0, \quad T(r_0,t) = T_0, \quad T(R,t) = 0, \tag{2}$$

где $a^2 = \frac{\lambda_1}{c\rho}$ – коэффициент температуропроводности (c – удельная теплоемкость, ρ – плотность материала), λ_1 – коэффициент теплопроводности внутренней поверхности оболочки. Цилиндрические оболочки используют в тепловыделяющих элементах ядерных реакторов. Они предназначены для удержания продуктов деления и примесей внедрений при выгорании ядерного топлива. На внутренней поверхности оболочки сохраняется постоянная температура T_0. Она соответствует температуре внешней поверхности ядерного топлива при наличии идеального теплового контакта. В начальный момент времени температура оболочки равна нулю. На внешней поверхности оболочки происходит интенсивный теплообмен со средой при нулевой температуре.

Решение задачи (2) встречает определенные математические трудности. Поэтому рассмотрим стационарное приближение. Это вполне правомочно. Действительно, время достижения стационарного состояния для цилиндрической оболочки составляет

$$\tau = \frac{h^2}{a^2} = \frac{h^2 c\rho}{\lambda}, \tag{3}$$

где h – толщина оболочки, λ – коэффициент теплопроводности, a^2 – коэффициент температуропроводности, c – удельная теплоемкость, ρ– плотность материала. Для Мо при $c = 245\frac{Дж}{кг\cdot К}$, $\rho = 10^4\frac{кг}{м^3}$, $\lambda = 125\frac{Вт}{МК}$, $h = 10^{-2}$ м получим $\tau = 2c$. Это значение существенно меньше времени непрерывной эксплуатации элементов конструкций ядерной техники. Градиентные свойства материала в стационарных условиях учитываются через показатель степени n соотношения (1) Математическая формулировка задачи (2) принимает вид

$$\frac{d^2T}{dr^2} + \frac{1+n}{r}\frac{dT}{dr} = 0, \quad r_0 < r < R,$$
$$T(r_0) = T_0, \quad T(R) = 0. \tag{4}$$

Приведем решение задачи (3) для n=−1, 0, 1 и 2 соответственно

$$1)\quad T = \frac{T_0}{R/r_0 - 1}\left(R/r_0 - r/r_0\right)(n=-1); \quad 2)\quad T = \frac{T_0 \ln R/r}{\ln R/r_0}, \quad (n=0);$$
$$3)\quad T = \frac{T_0}{R/r_0 - 1}\left(R/r - 1\right), \quad (n=1); \quad 4)\quad T = \frac{T_0}{R^2/r_0^2 - 1}\left(R^2/r^2 - 1\right), \quad (n=2). \tag{5}$$

При изменении показателя степени n происходит виртуальное нарушение геометрической формы цилиндрической оболочки. Так, например, n=—1 соответствует полосе, n=1 – полой сфере, а n=2 – системе более высокой размерности. Разумеется, реальная геометрия цилиндрической оболочки остается неизменной. Однако тепловые и термоупругие процессы обеспечивают виртуальное нарушение геометрической формы цилиндрической оболочки.

Термопрочность элементов конструкций определяется уровнем и характером распределения температурных напряжений. При этом определяющая роль принадлежит окружным и осевым термонапряжениям на внешней поверхности оболочки. Эти термонапряжения являются растягивающими, поскольку температура внутренней поверхности оболочки превышает внешнюю. Это вытекает из условий эксплуатации оболочек тепловыделяющих элементов ядерных реакторов. Разумеется, при аварийных ситуациях

(например, нарушение теплообмена) температура внешней поверхности оболочки может превышать соответствующее значение на внутренней поверхности. Поверхностные термонапряжения меняют знак. Далее в качестве модельной системы рассмотрим цилиндрическую оболочку при свободных торцевых поверхностях и отсутствии радиальных термонапряжений на поверхностях. Определение температурных напряжений при известном распределении температуры является тривиальной задачей [2,3]. Осевые термонапряжения имеют следующий вид

$$\sigma_{zz} = \frac{\alpha E}{(1-\nu)}\left(\frac{2}{R^2 - r_0^2}\int_{r_0}^{R} Trdr - T \right), \qquad (6)$$

где α – коэффициент термического расширения, E – модуль Юнга, ν – коэффициент Пуассона. Остальные обозначения соответствуют принятым ранее. Для свободных торцевых поверхностей оболочки справедливо выражение $\sigma_{zz} = \sigma_{rr} + \sigma_{\varphi\varphi}$, где σ_{rr} и $\sigma_{\varphi\varphi}$ – радиальные и окружные термонапряжения. На внешней поверхности оболочки $\sigma_{rr} = 0$ и потому $\sigma_{\varphi\varphi} = \sigma_{zz}$. Осевые и окружные термонапряжения являются наиболее опасными. Именно эти термонапряжения определяют термопрочность цилиндрической оболочки из градиентных материалов. Безразмерные осевые термонапряжения получают после выполнения интегрирования при условии T=0 при r=R

$$\begin{aligned}
&1)\quad \frac{\sigma_{zz}(1-\nu)}{\alpha E T_0} = \frac{R^2/r_0^2 + R/r_0 - 2}{3\left(R^2/r_0^2 - 1\right)}, \quad (n=-1); \quad 2)\quad \frac{\sigma_{zz}(1-\nu)}{\alpha E T_0} = \frac{R^2/r_0^2 - 2\ln R/r_0 - 1}{2\ln R/r_0\left(R^2/r_0^2 - 1\right)}, \quad (n=0); \\
&3)\quad \frac{\sigma_{zz}(1-\nu)}{\alpha E T_0} = \frac{1}{R/r_0 + 1}, \quad (n=1); \quad 4)\quad \frac{\sigma_{zz}(1-\nu)}{\alpha E T_0} = \frac{2R^2/r_0^2 \ln R/r_0 - R^2/r_0^2 + 1}{\left(R^2/r_0^2 - 1\right)^2}, \quad (n=2).
\end{aligned} \qquad (7)$$

При изменении показателя степени n от -1 до 2 происходит увеличение коэффициента теплопроводности вдоль радиальной координаты (например, для системы «Nb-Mo»). При этом уменьшаются возникающие термонапряжения и увеличивается термопрочность системы из градиентных материалов. Так, например, при $R/r_0 = 2$ имеем следующие значения безразмерных осевых или окружных термонапряжений на внешней поверхности цилиндрической оболочки: 0.45, 0.39, 0.33 и 0.28 соответственно.

Таким образом, в работе проведено математическое моделирование термопрочности элементов конструкций из градиентных материалов с неоднородным коэффициентом теплопроводности. В качестве элементов конструкций рассмотрены цилиндрические оболочки тепловыделяющих элементов ядерных реакторов. Они предназначены для удержания продуктов деления и примесей внедрения при выгорании ядерного топлива. Получены модифицированные уравнения теплопроводности для рассматриваемых элементов конструкций из градиентных материалов. В стационарном приближении определены компоненты тензора термонапряжений, которые определяют термопрочность изделий.

Список литературы

1. Челяпина О.И. Термонапряженное состояние полого цилиндра с нелинейной координатной зависимостью коэффициента теплопроводности. Проблемы машиностроения и автоматизации, 2012, №3, С. 130-133.
2. Тимошенко С.П., Гудьер Дж. Теория упругости. Пер. с англ., М.: Наука, 1979, 560 с.
3. Боли Б., Уэйнер Дж. Теория температурных напряжений. Пер. с англ., М.: Мир, 1964, 517 с.

ВЛИЯНИЕ ИСХОДНОГО МАРТЕНСИТА НА СТРУКТУРУ И СВОЙСТВА В СТАЛЯХ, ПОЛУЧЕННЫХ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИЕЙ

Ганеев А.В., Караваева М.В., Исламгалиев Р.К., Валиев Р.З.

Уфимский государственный авиационный технический университет, Уфа, Россия
artur_ganeev@mail.ru

Введение

Формирование наноструктурного состояния в сталях и сплавах позволяет получать уникальное сочетание механических характеристик, однако требует высоких значений степени деформации. Одним из самых действенных методов получения объемных наноструктурных материалов является интенсивная пластическая деформация (ИПД) кручением в условиях квазигидростатического давления (КГД)[1]. К настоящему времени показано, что можно значительно снизить величину степени деформации при использовании предварительной подготовки структуры простыми методами. В частности, применяя в качестве исходной обработки такую операцию, как закалка с получением мартенситной структуры, степени деформации для получения структуры с наноразмерными составляющими, уменьшаются в десятки раз. Такие методы успешно применены для малоуглеродистых сталей с использованием деформации при комнатной температуре. Однако с повышением содержания углерода деформация при комнатной температуре становится все более затруднительной. С другой стороны в работах Иванисенко с соавторами в промышленной перлитной стали (~0.7 % С) наблюдали формирование наноструктуры с размером зерен около 10 нм, а также полное растворение цементитных пластин в процессе КГД при комнатной температуре [2].

Таким образом, исходная структура оказывает значительное влияние не только на формирование наноструктурного состояния но и на режимы методов интенсивной пластической деформации. Исследование влияния исходной структуры на процессы структурообразования, как и анализ механизмов, лежащих в основе формирования зерен, представляют собой одну из наиболее интересных задач, решаемых на стыке металловедения и физики прочности и пластичности.

Материал и методики исследования

Работа проведена на стали 45 (0,45%С; 0,27 % Si; 0,65 % Mn). Для оценки влияния исходной структуры на процессы наноструктурирования использовали различные виды предварительной термообработки: 1) закалку в воду с аустенизацией при 800 °С в течение 1 часа с последующем высоким отпуском (сфероидизированное состояние); 2) аустенизацию при 800 °С, изотермическое превращение переохлажденного аустенита в расплаве соли или свинца при 450°С и охлаждение водой (патентированное состояние); 3) закалку в воду с аустенизацией при 800 °С в течение 1 часа и последующим низким отпуском (отпущенное мартенситное состояние); 4) закалку в воду с аустенизацией при 800 °С в течение 1 часа (мартенситное состояние)

ИПД осуществляли методом кручения в условиях квазигидростатического давления (КГД) [1]. В закаленном состоянии сталь 45 характеризуется очень высокой прочностью, отсутствием способности к деформационному упрочнению и чрезвычайно низкой пластичностью. Деформация материала в таком состоянии при комнатной температуре практически невозможна, поэтому КГД проводили при повышенной температуре 350 °С [3], давлении P = 5 ГПа, число оборотов составило N = 5. Деформации подвергали образцы диаметром 10 мм толщиной 0,2 мм.

Исследование микроструктуры проведено с использованием растрового электронного микроскопа JSM 6390. Тонкую структуру образцов изучали с помощью просвечи-

вающего электронного микроскопа JEM-2100 при ускоряющем напряжении 160-200 кВ, используя режимы дифракции и формирования изображения в светлом и темном поле. Картины микродифракции были сняты с областей размерами до 1,2 мкм.

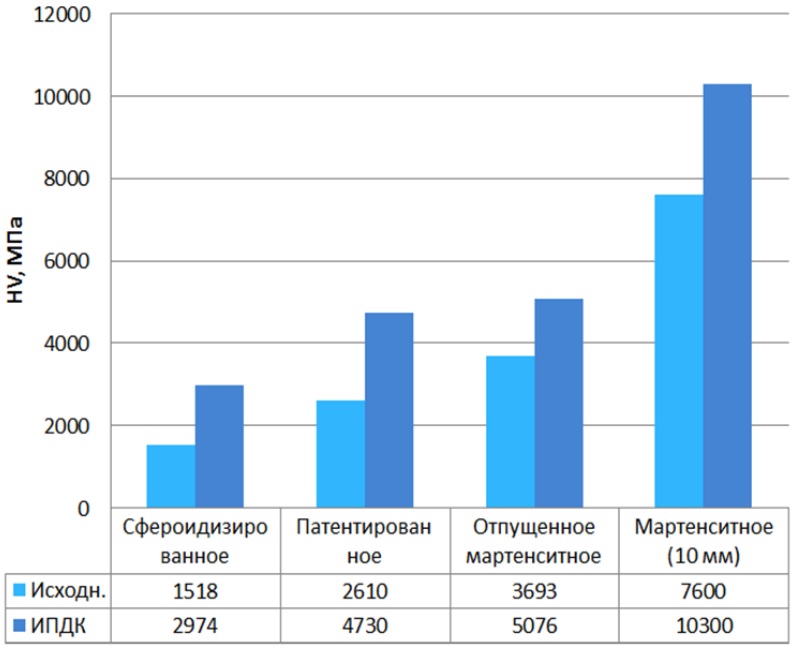
Микротвердость определяли на микротвердомере MICROMET 5101 с нагрузкой 0,1 кг в течение 10 сек. Для оценки влияния на микротвердость предварительного нагрева перед деформацией измеряли также микротвердость образцов, нагретых до температуры деформации и выдержанных в течение 5 мин. (время выдержки перед деформацией).

Механические испытания проводили на специализированной установке для прецизионных испытаний малых образцов с длиной рабочей части 2 мм и толщиной 0,1 мм. Рабочая часть образцов располагалась приблизительно на расстоянии 1/2 радиуса от центра образца [3].

Результаты исследования и обсуждение

Образцы в различном исходном состоянии подвергали КГД при 350°С. Число оборотов и приложенное давление для всех состояний было одинаковым. После деформации на образцах мерили микротвердость и анализировали структуру.

На всех образцах после ИПД наблюдается заметный прирост твердости от 30% для мартенситных состояний и до двух раз для сфероидизированного состояния (рис. 1).



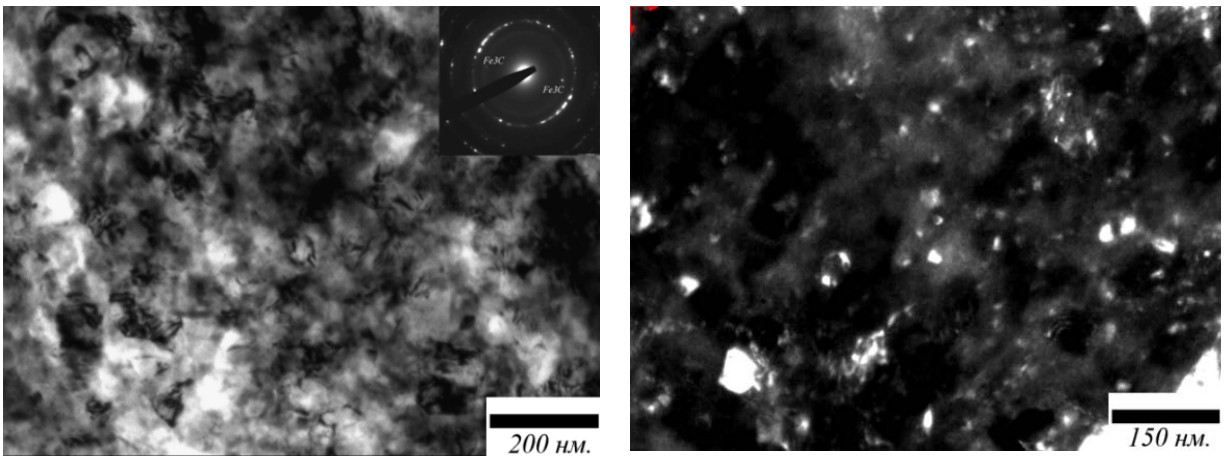
	Сфероидизированное	Патентированное	Отпущенное мартенситное	Мартенситное (10 мм)
Исходн.	1518	2610	3693	7600
ИПДК	2974	4730	5076	10300

Рис. 1. Зависимость микротвердости стали 45 после ИПД от исходного состояния

Анализ структуры показал, что во всех случаях происходит измельчение структуры. Так для сфероидизированного состояния средний размер зерен уменьшился с 10 мкм до 1.5 мкм. Размер карбидов при этом уменьшился с 0.7 мкм до 0.5 мкм. Наблюдаемая в РЭМ доля карбидов при этом выросла до 26 %. В потентированном состоянии исходная структура сорбита при ИПД меняется уже не так заметно. Размер зерен уменьшился с 10 мкм до 6 мкм. Также наблюдается растворение цементитных ламелей. Расстояние между ламелями после ИПД изменилось с 0.3 мкм до 0,5 мкм. Похожая картина наблюдается и после ИПД отпущенного мартенсита. Межпластинчатое расстояние увеличивается с 0.2 мкм до 0.4 мкм. При этом увеличивается доля дисперсных карбидов с 4 до 8% . Наконец, в стали 45 после деформации мартенситного состояния в структуре наблюдается дисперсная феррито-цементитная смесь. Микроструктура после КГД имеет слож-

ный многоуровневый характер. При небольших увеличениях РЭМ видна металлографическая текстура, что характерно для микроструктуры сталей, полученных деформацией по схеме простого сдвига.

Структура обладает определенной наследственностью: можно различить неровные границы бывших исходных аустенитных зерен и блоков мартенситных пластин. ПЭМ изображения показывают также характерное полосчатое строение (рис. 2, *а*). Ширина полос составляет 120±30 нм, что позволяет предположить, что каждый кристалл мартенсита разбивается на 2–3 полосы. В пределах каждой полосы наблюдаются поперечные границы, разделяющие ее на фрагменты (рис.2, –).



а *б*

Рис. 2. Структура стали 45 после КГД: *а* – растровая; *б* (светлопольное изображение), в (темнопольное изображение в рефлексе цементита)– просвечивающая электронная микроскопия

Средний размер зерен, подсчитанный по темнопольным изображениям, составил 120±20 нм. Кольцевая дифрактограмма, приведенная на вставке рис. 2, а, указывает на высокоугловые разориентировки субмикрокристаллических зерен. Наблюдаются высокодисперсные цементитные частицы, которые располагаются преимущественно по границам зерен α-фазы (рис. 2, б). Средний размер частиц 15 ±5 нм. Расстояние между частицами цементита около 100 нм. Таким образом, структура может быть классифицирована как нанокомпозит.

Анализ микроструктуы стали 45 после КГД свидетельствует о том, что формирование перед ИПД мартенситной микроструктуры с пластинчатой морфологией матричной фазы ускоряет фрагментацию структуры за счет большой протяженности готовых границ зерен. Отсутствие крупных частиц цементита в исходной структуре обеспечивает получение в результате деформации высокодисперсных частиц цементита, равномерно распределенных по границам зерен.

Новый двухступенчатый подход, состоящий в предварительной закалке стали на мартенсит и последующей интенсивной пластической деформации позволяет получать чрезвычайно высокие прочностные характеристики: например для стали 45 предел прочности свыше 2500 МПа, при сохранении некоторого уровня пластичности– относительное удлинение составило 3 % [3]. Этот подход был опробован также и для легированных сталей. Так, после двухступенчатой обработки «закалка+ИПД» стали 09Г2С предел прочности составил 2000 МПа, относительное удлинение 13 %; для стали ЭИ 961 предел прочности достигает 2100 МПа при относительном удлинении 2%.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РНФ № 15-19-00144 и РФФИ14-08-00301 А

Список литературы

1. Валиев Р.З., Александров И.В. Объемные наноструктурные металлические материалы. М.: «Академкнига», 2007, 398 с.
2. Y. Ivanisenko, W. Lojkowski, R.Z. Valiev, H.J. FechtThe mechanism of formation of nanostructure and dissolution of cementite in a pearlitic steel during high pressure torsion.// ActaMater. -V.51. -2003. -P.5555-5570
3. Караваева М.В. и др., Микроструктура и механические свойства среднеуглеродистой стали, подвергнутой интенсивной пластической деформации. МиТОМ, 2012, № 4, сс.3-7.

ПРИМЕНЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ ДЛЯ АНАЛИЗА СИГНАЛОВ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ С ЦЕЛЬЮ ВЫЯВЛЕНИЯ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ПРОЦЕССА РАЗРУШЕНИЯ ГЕТЕРОГЕННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Гиляров В.Л., Дамаскинская Е.Е., Фролов Д.И.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе (ФТИ им. А.Ф. Иоффе),
Россия, Санкт-Петербург
Vladimir.Hilarov@mail.ioffe.ru

В настоящей работе изучаются закономерности временного поведения различных динамических характеристик (таких как размерности вложения, фрактальные размерности, рекуррентные графики и их числовые параметры) рассчитанные для амплитуд сигналов акустической эмиссии (АЕ) на лабораторных образцах из горных пород, на рудном месторождении «Антей» в 2010-2011 гг. и магнитуд сейсмических сигналов для землетрясений в районе Италии (прямоугольник с координатами 36.663–46.89° N; 5.625–18.589° E из каталога NEIC USGS за 1990-2000 гг.). Лабораторные образцы из гранита Westerly высотой 190.5 mm и диаметром 72.6 mm подвергались гидростатическому давлению и одноосному сжатию. В процессе эксперимента записывались сигналы АЕ, вызванные образованием микротрещин в образце, вплоть до момента разрушения образцов.

Полезная информация, которую несут сигналы АЕ, подвержена большому зашумлению, связанному с различными внешними и внутренними факторами, такими как затухание и рассеяние при распространении от точки источника к точке наблюдения, конечность и неравномерность полосы пропускания используемых датчиков, граничные условия, стохастичность самого процесса и т.п. Поэтому возникает вопрос о выявлении в экспериментальных данных детерминированной динамической составляющей, которую можно использовать в дальнейшем для построения модели процесса и его прогнозирования.

Для этой цели использовалась методика восстановления динамического аттрактора, основанная на теореме Такенса [1], позволяющая построить лаговое m мерное пространство (пространство вложения) эквивалентное фазовому пространству системы, в котором множество точек, принадлежащих исходному временному ряду, обладает топологическими свойствами аттрактора динамической системы. Для каждого m рассчитывалась корреляционная фрактальная размерность $D(m)$ на разных стадиях лабораторных экспериментов (рис.1а). Для землетрясений и рудника зависимость $D(m)$ рассчитывалась для всего массива данных (рис.1б).

Хотя зависимость $D(m)$ не имеет насыщения характерного для маломерного хаоса, но отклоняется при больших значениях m от линейной зависимости, присущей полно-

стью стохастическому процессу, причем при приближении к моменту разрушения отклонение становится больше (для лабораторных образцов). Это свидетельствует о стремлении процесса к детерминизму при приближении образцов к разрушению. Стремление к насыщению для сейсмического процесса (в Италии) свидетельствует о том, что ему тоже присуща динамическая составляющая.

Аналогичный результат был получен в [2] для японского каталога JMA. Для рудного месторождения насыщение отсутствует.

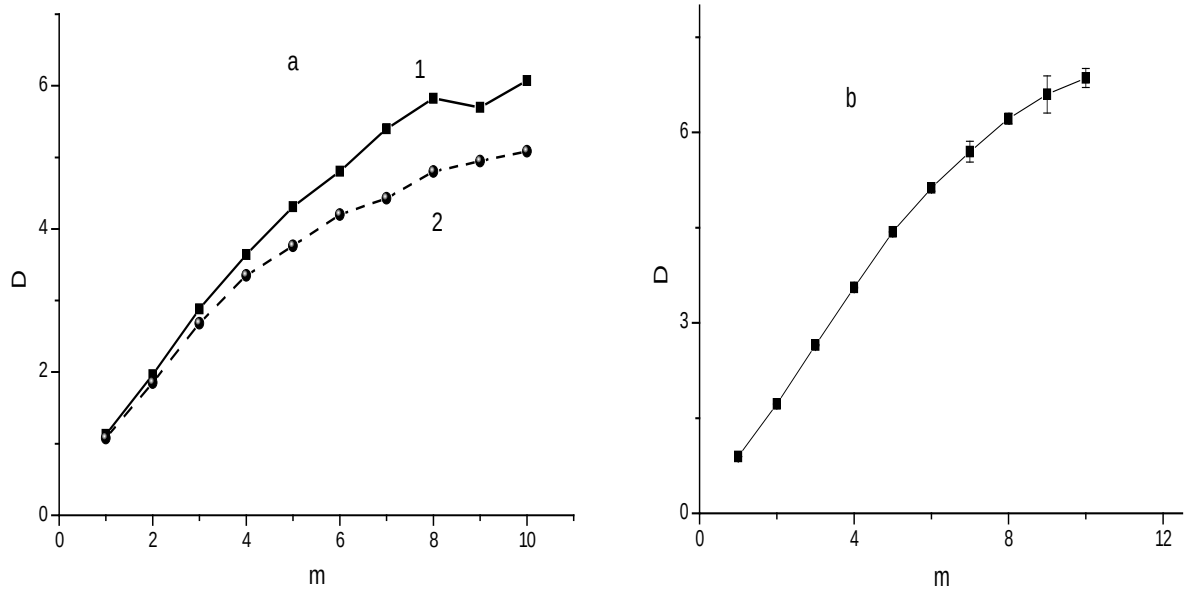


Рис. 1. Зависимость корреляционной фрактальной размерности от размерности вложения. *a*) – лабораторный эксперимент, *b*) землетрясения в Италии. Кривая 1 – начальная стадия процесса, кривая 2 – конечная стадия

Помимо изложенной выше методики для выявления динамических закономерностей процесса разрушения был использован метод рекуррентных графиков и их числовых характеристик [3]. Примеры рекуррентных графиков для лабораторного образца на начальной (*a*) и конечной (*b*) стадии разрушения приведены на рис. 2.

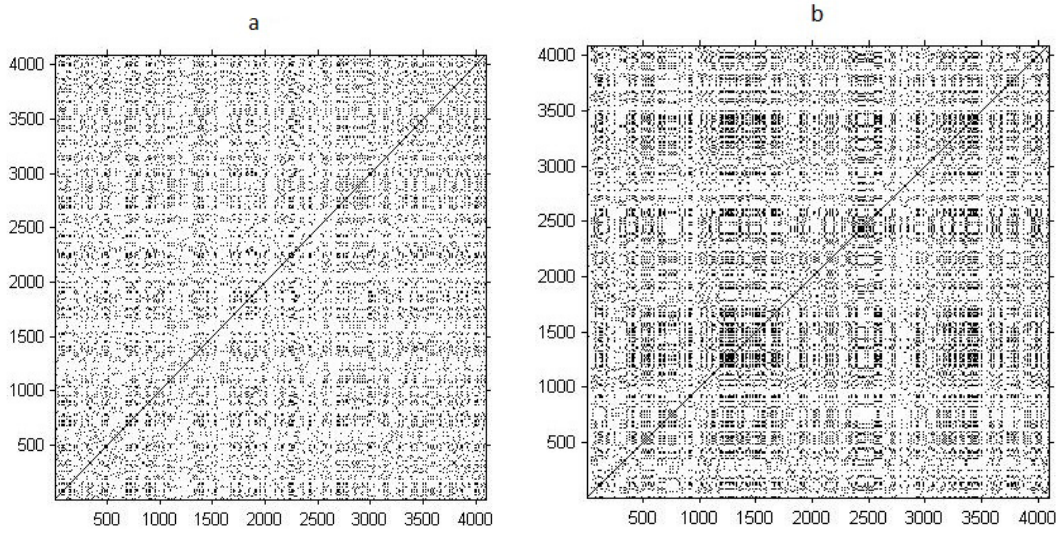


Рис. 2. Рекуррентные графики, соответствующие начальной (*a*) и конечной *(b*) стадии разрушения лабораторных образцов

Появление некоторой структурированности на рис. 2*b* свидетельствует о том, что по мере приближения к моменту разрушения в процессе проявляется детерминированность.

Были рассчитаны также количественные характеристики рекуррентных графиков на всех изучаемых масштабных уровнях (лабораторные образцы, рудник, землетрясения). На рис.3 приведена зависимость от времени таких параметров как детерминизм (DET) и уровень возврата(RR) для лабораторного образца:

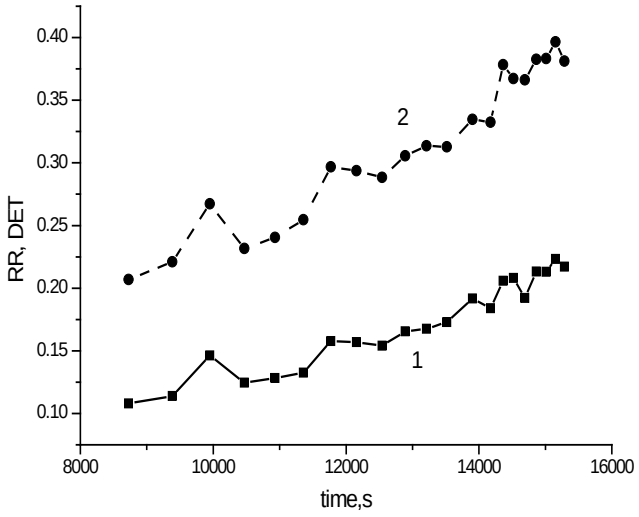
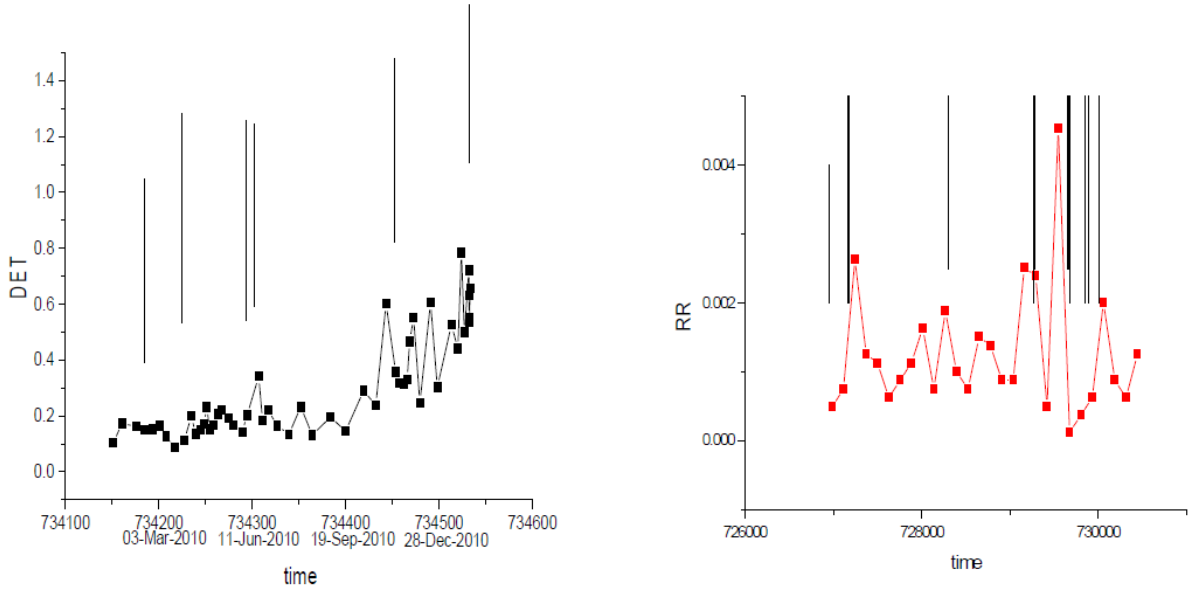


Рис. 3. Зависимость RR (1) и DET (2) от времени

Тенденция к увеличению этих характеристик во времени также свидетельствует о росте детерминированной составляющей по сравнению со стохастической по мере развития процесса.

На рис. 3 приведены зависимости от времени параметров рекуррентных графиков для месторождения «Антей» (*a*) и землетрясений в Италии (*b*).



а *б*

Рис. 3. Зависимость параметров рекуррентных графиков для рудного месторождения (*а*), для землетрясений в регионе Италии (*б*) Вертикальными линиями отмечены крупные события, произошедшие за рассматриваемый период. Время на графике в днях от Рождества Христова (новой эры)

Из рисунка следует, что существует корреляция между временами крупных событий и ростом числовых характеристик рекуррентных графиков. Таким образом, можно заключить, что крупные акустические и сейсмические события сопровождаются ростом детерминированности процесса разрушения.

Список литературы

1. F. Takens. Lecture notes in Math. **898**. Springer, Heidelberg-New York, 366, (1981)
2. В.С. Захаров. Нелинейный мир. (2010) **8**, 234
3. N. Marwan, M.C. Romano, M. Thiel, J. Kurths. Phys. Reports. **438**, 237, (2007)

МИКРОМЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КЕРАМИЧЕСКИХ КОМПОЗИТОВ $(Y\text{-}ZrO_2)_{100-x} - (Al_2O_3)_x$ (x=0÷60) В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ РАЗМЕРОВ КОНТАКТНОЙ ОБЛАСТИ ПРИ ИНДЕНТИРОВАНИИ

Гусева Д.Г., Дмитриевский А.А., Ефремова Н.Ю., Коренков В.В., Васюков В.М., Овчинников П.Н., Топчий А.А.

Тамбовский государственный университет имени Г.Р. Державина, г. Тамбов Россия,
aadmitr@yandex.ru

В современном материаловедении особое место занимает разработка композиционных керамик обладающих набором свойств, отражающим не только исходные характеристики компонентов, но и включающим новые свойства, которыми исходные компоненты (по отдельности) не обладают. Среди большого разнообразия керамокомпозитов инструментального назначения особый интерес вызывают комбинации частично стабилизированного диоксида циркония и корунда [1,2]. В таких композитах помимо трансформационного механизма упрочнения (присущего диоксиду циркония) реализуется и механизм дисперсионного упрочнения. В связи с этим, разработка методов синтеза, а также исследование структуры и функциональных характеристик композиционных керамик на основе частично стабилизированного диоксида циркония и корунда является весьма актуальной и перспективной. Термическая и коррозионная стойкость в совокупности с неординарными механическими свойствами позволяют использовать корундо-циркониевые керамики в металлургии, машиностроении, атомной, химической, добывающей, перерабатывающей промышленности и т.п [3].

Для инструментальной керамики принципиальное значение имеют механические и трибологические свойства [4]. При этом, уменьшение размеров контактной площадки или глубины погружения, микро- и нановыступов контактирующих тел при их сухом трении, шлифовке, износе, а также тестировании материала методами наноиндентирования приводит к значительному изменению условий для локального деформирования и разрушения. В некоторых материалах при этом возникают размерные эффекты в физико-механических и трибологических свойствах тонких приповерхностных слоев.

Все это вместе взятое делает весьма актуальными изучение закономерностей размерных эффектов в физико-механических, реологических и трибологических свойствах керамокомпозитных материалов в субмикронной и наноразмерной области, их физической природы, а также возможностей практического использования. В связи с этим, работа была направлена на исследование механических свойств (нано- и микротвердости) композитов $(Y\text{-}ZrO_2)_{100-x} - (Al_2O_3)_x$ в диапазоне глубин внедрения индентора от десятков нанометров, до единиц микрометров.

Экспериментальные образцы изготавливали следующим образом. Компоненты композита (диоксид циркония, оксид иттрия и корунд) смешивали с таким расчетом, чтобы молярная концентрация стабилизатора (Y_2O_3) по отношению к ZrO_2 имела значение 2,5 %, а массовую концентрацию Al_2O_3 по отношению к смеси $Y–ZrO_2$ варьировали в диапазоне от 0 до 60 %. Полученную смесь порошков растворяли в дистиллированной воде (в массовом соотношении 1:1). Гомогенизацию суспензии осуществляли при помощи ультразвукового диспергатора. После этого производили помол в планетарной мельнице в течение 5 часов. При этом, материалом размольных чаш и измельчающих шаров служил диоксид циркония, стабилизированный оксидом магния. Это позволило минимизировать загрязнение образцов продуктами износа чаш и измельчающих тел. Помол с измельчающими телами малого размера сопровождался значительным тепловыделением, поэтому для защиты размольных чаш и деталей мельницы от перегрева периоды помола (2 min) чередовались с периодами охлаждения (12 min). По завершению помола производилась усушка смеси в печи при температуре T_0 = 80 ^{0}C в течение 12 h. Формовку образцов (в виде таблеток диаметром d = 5 mm и толщиной l ~ 3 mm) осуществляли путем одноосного сухого статического прессования. Спекание образцов производили по двухступенчатой технологии в муфельной печи SNOL 4/1300 LSC21. На первом этапе образцы нагревали с постоянной скоростью (5 ^{0}C/min) до температуры T_1 = 1300 ^{0}C и выдерживали в течение 5 min. Затем, образцы охлаждали до температуры T_2 = 1200 ^{0}C и спекали в течение 4 h. Охлаждение до комнатной температуры производили со скоростью не превышающей 5 ^{0}C/min. Для последующей шлифовки и полировки (шлифовально-полировальный станок BETA/1), а также тестирования механических свойств, полученные композиты запрессовывали (с использованием автоматического гидравлического пресса SIMPLIMET 1000) в фенольный компаунд с наполнителем в виде древесного порошка PhenoCure (Бакелит). Тестирование нанотвердости (в диапазоне глубин внедрения пирамиды Берковича от 50 nm до 2000 nm) производили в непрерывном режиме (continuous stiffness measurement) на микрозондовой системе NanoIndenter G200 (фирма MTS NanoInstruments). Микротвердость по Виккерсу измеряли на автоматизированном микротвердомере Duramin – A300 при нагрузке 50 N (максимальная глубина внедрения индентора h ~ 15 μm).

Установлено, что независимо от относительного содержания (концентрации) компонент в композите, на начальных стадиях индентирования величина H резко падает по мере увеличения глубины внедрения индентора (рис. 1, *а*). Падение H происходит до глубин внедрения индентора h ~ 250 nm. Это может быть проявлением размерных эффектов, наблюдаемых, в частности, при малых размерах области локального воздействия [5]. При h > 250 nm зависимость $H(h)$ выполаживается (рис. 1, *а*). Это позволяет утверждать, что измеряемые значения H характеризуют механические свойства приповерхностных субмикронных слоев композиционной керамики.

Показано, что уменьшение содержания корунда в композите сопровождается увеличением твердости последнего (рис. 1, *а*, кривые 1–4). Такая, на первый взгляд, нехарактерная для данной комбинации керамик зависимость твердости композита от концентрации корунда по-видимому связана с условиями спекания. Используемая при отжиге температура (T_{ann} = 1300 ^{0}C) существенно ниже, обычно используемых для спекания корунда. Вместе с тем, известны данные [6] о низкотемпературном спекании композиционной керамики на основе частично стабилизированного (Y_2O_3) диоксида циркония с незначительным добавлением (1–5 %) Al_2O_3. Особое внимание следует обратить на то, что только при малом содержании Al_2O_3 (5 %) в композите, его твердость оказывается выше, чем у частично стабилизированного диоксида циркония (рис. 1, *а*).

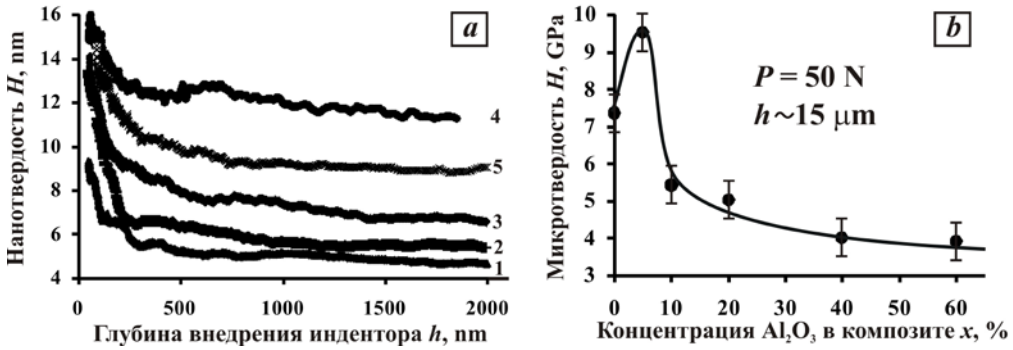


Рис. 1. Зависимости *a*) нанотвердости (тестируемой в режиме continuous stiffness measurement) от глубины внедрения индентора в композиционную керамику $(Y–ZrO_2)_{100-x} – (Al_2O_3)_x$: 1) x = 60; 2) x = 40; 3) x = 10; 4) x = 5; 5) x = 0; *b*) микротвердости композиционной керамики от концентрации Al_2O_3 при максимальной глубине внедрения индентора h ~ 15 μm

Отметим, что при глубинах внедрения индентора h < 2000 nm трещинообразования в композитах (независимо от содержания Al_2O_3) практически не происходит. В связи с этим в специальной серии измерений микротвердость композитов тестировали при h ~ 15 μm. Полученные результаты также свидетельствуют о немонотонном характере зависимости числа твердости от концентрации Al_2O_3 в композите (рис. 1*b*). Видно, что при концентрации корунда в композите C = 5 % микротвердость последнего максимальна (более чем на 20 % превышает микротвердость «чистого» $Y–ZrO_2$). Увеличение содержания Al_2O_3 в композите (также как и в случае с тестированием субмикронных слоев) сопровождается уменьшением микротвердости.

Таким образом, поученные данные свидетельствуют о возможности установления оптимальной концентрации Al_2O_3 в системе $(Y–ZrO_2)_{100-x} – (Al_2O_3)_x$, обеспечивающей улучшение механических свойств при низкотемпературном (T_{ann} = 1300 ^{0}C) спекании. Возможность спекания наноструктурированной композиционной керамики при T_{ann} ~ 1300 ^{0}C позволит использовать в технологическом процессе печи более дешевые по сравнению с традиционно используемыми для спекания корундовой керамики. Это в свою очередь может существенно отразиться на себестоимости конечных изделий. С другой стороны, многочисленные литературные данные свидетельствуют о том, что повышение температуры спекания корундо-циркониевых композитов от 1300 ^{0}C до 1500 – 1600 ^{0}C сопровождается значительным повышением твердости и критического коэффициента интенсивности напряжений (трещиностойкости). Это дает основание предполагать возможность дальнейшего улучшения механических характеристик композитов $(Y-ZrO_2)_{95} – (Al_2O_3)_5$ посредством оптимизации параметров (температуры и длительности) термической обработки.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 16-19-10405).

Список литературы

1. Guimares F.A.T, Silva K.L., Trombini V. // Ceramic International. – 2009. - V 35. - P 741.
2. Handbook of Advanced Ceramics. Volume II: Processing and their Applications, Elsevier inc. 2003, 496 p.
3. Jang B.-K., Matsubara H. // Materials Letters. 2005. - V. 59. - P. 3462-3466.
4. Exare C, Kiat J.-M, Guiblin N, Porcher F, Petricek V., Journal of the European Ceramic Society. 2015. – V. 35. – P. 1273–1283.
5. Головин Ю.И. // ФТТ. - 2008. - Т. 50. - С. 2113.
6. Vasylkiv O., Sakka Yo., Skorokhod V.V. // J. Am. Ceram. Soc. 2003. – V. 86/ - № 2. – P. 299.

ИЗМЕРЕНИЕ ОБЪЕМА МЕТАЛЛИЗИРОВАННОЙ ФАЗЫ КРЕМНИЯ ПОД ИНДЕНТОРОМ МЕТОДОМ СИНХРОННОЙ РЕГИСТРАЦИИ *P-h*-ДИАГРАММ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ

Дмитриевский А.А., Ефремова Н.Ю., Гусева Д.Г., Шуклинов А.В., Васюков В.М.

Тамбовский государственный университет имени Г.Р. Державина, г. Тамбов Россия
aadmitr@yandex.ru

В процессе механической шлифовки и полировки, при создании точечных контактов и в других случаях микро- и наноконтактных воздействий могут развиваться высокие давления, достаточные для протекания фазовых превращений (ФП) в кремнии [1,2]. Образование метастабильных фаз кремния (Si-II, Si-XII и Si-III), в приповерхностной области сопровождается изменением свойств [3-5]. Следовательно, механические воздействия, ФП и свойства приповерхностных слоев кремния являются взаимосвязанными.

К наиболее распространенным методам регистрации ФП можно отнести анализ *P-h*-диаграмм (зависимость нагрузка – глубина внедрения индентора) и спектров Рамановского смещения. При этом первый из указанных методов является наиболее экспрессным, но менее информативным (позволяющим лишь регистрировать момент фазовых превращений, но не дающим информации о фазовом составе деформируемой области). Второй – напротив, достаточно информативен (позволяет идентифицировать фазовый состав), но требует гораздо большего времени для сканирования деформированной области и анализа спектров. Кроме того, технические ограничения не позволяют регистрировать методом Рамановской спектроскопии наличие металлизированной фазы Si-II. Наконец, ни один из этих методов не позволяет получать информацию в количественном виде о содержании металлизированной фазы Si-II.

Между тем, обладая низким удельным сопротивлением ($\rho_{Si\text{-}II} = 10^{-4}$ Ωcm [6]) металлизированная фаза кремния Si-II коренным образом изменяет электрические свойства содержащей ее локальной области. Это позволило авторам [6] предложить метод регистрации ФП Si-I → Si-II, основанный на тестировании сопротивления образца до, во время и после внедрения индентора в узкий зазор между тонкими проводящими пленками, нанесенными на поверхность кремния. Настоящая работа была направлена на развитие этого метода с целью получения количественной информации о содержании металлизированной фазы кремния Si-II на разных этапах индентирования.

Исследования были выполнены на образцах, подготовленных следующим образом. На поверхность (111) монокристаллического кремния (КЭФ-10) термическим напылением в вакууме (~ 10^{-3} Pa) наносили слой золота толщиной ~ 150 nm. Затем, в золотой пленке сфокусированным ионным пучком «вытравливали» сквозной зазор шириной d ~ 2 μm. Измерительная процедура заключалась в синхронной регистрации *P-h*-диаграммы и электрического сопротивления образца в процессе внедрения индентора в зазор между золотыми пленками (Рис. 1, *a*). Формирование зазора в золотой пленке, визуализацию отпечатков индентора и элементное картирование осуществляли с использованием высокоразрешающего двухлучевого электронно-микроскопического комплекса Neon40 фирмы Carl Zeiss). Индентирование пирамидой Берковича производили на ультрамикротвердомере DUH-W201 (фирма Shimadzu).

Установлено, что на начальных стадиях внедрения индентора, до момента появления фазы Si-II сопротивление образца остается неизменным (Рис. 1, *c*). При достижении критических напряжений под индентором образуется металлизированная фаза. Относительное сопротивление при этом резко падает. Обратим внимание на то, что ширина за-

зора *d* была подобрана таким образом, чтобы к моменту образования металлизированной фазы поперечный размер отпечатка двукратно превышал величину *d*. То есть, формируемая фаза Si-II как бы «замыкала» золотые пленки. Отметим также, что наблюдаемые изменения сопротивления образцов не связаны с замыканием золотых пленок частицами золота, оторвавшимися в процессе индентирования. Подтверждением этому служат данные элементного картирования, выполненного в области одного из отпечатков индентора.

Дальнейшее внедрение индентора сопровождается увеличением объема и, соответственно, площади сечения фазы Si-II, что приводит к постепенному уменьшению сопротивления. При извлечении индентора фаза Si-II последовательно превращается в Si-XII и Si-III, что вызывает скачкообразное повышение сопротивления образца (рис. 1, *c*).

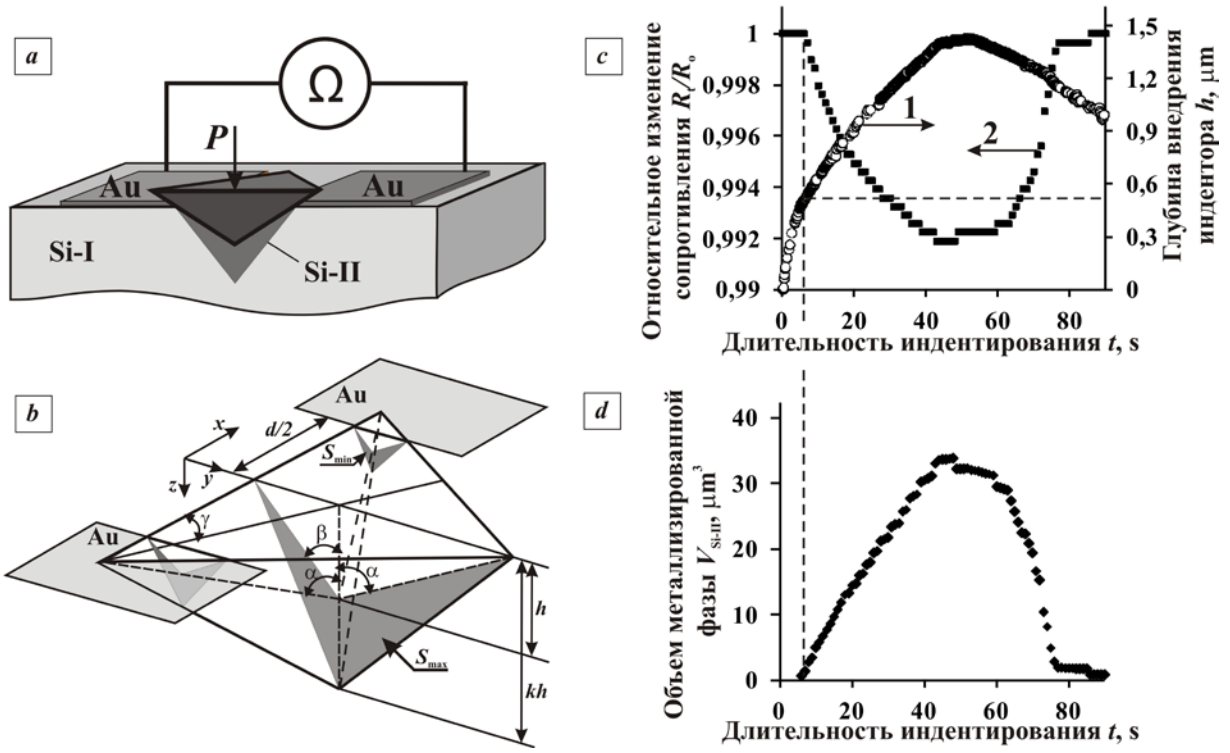


Рис. 1. Схематичные изображения *a*) образца с внедренным инденторм, *b*) отпечатка индентора, сформированного в зазоре между золотыми пленками, и сечений металлизированной фазы кремния Si-II, а также зависимости *c*) глубины внедрения индентора и относительного изменения сопротивления от длительности индентирования, *d*) объема металлизированной фазы Si-II от длительности индентирования. На Рис. *c* и *d* пунктиром отмечен «момент» начала ФП Si-I → Si-II

Авторами [5] было показано, что внешний контур локальной области, в которой формируются фазы Si-XII и Si-III (при извлечении индентора) имеет форму трехгранной пирамиды. Ее внутренний контур определяется формой отпечатка (пирамида Берковича). То есть область фаз Si-XII и Si-III имеет переменное сечение, как показано на рис. 1, *b*. Поскольку прекурсором появления фаз Si-XII и Si-III является фаза Si-II, то естественно предположить, что и она «заключена» между двумя трехгранными пирамидами (рис. 1, *b*).

Вводя коэффициент пропорциональности *k* между глубиной внедрения индентора *h* и толщиной металлизированного слоя, нетрудно рассчитать площадь поперечного сечения фазы Si-II, как функцию от координаты *x:*

$$S(x)=\left(h-\frac{x}{\cos\gamma\,\mathrm{tg}\,\alpha}\right)(\mathrm{tg}\,\alpha+\mathrm{tg}\,\beta)\frac{k-1}{2},$$

где α, β и γ – известные углы пирамиды Берковича. С учетом этого выражения, сопротивление фазы Si-II может быть рассчитано следующим образом:

$$R_{Si-II}=2\int_0^{d/2}\rho_{Si-II}\frac{dx}{S(x)}.$$

Отсюда, введенный коэффициент пропорциональности *k* может быть рассчитан как:

$$k=\frac{4\rho_{Si-II}}{R_{Si-II}}\frac{(\cos\gamma\,\mathrm{tg}\,\alpha)^2}{(\mathrm{tg}\,\alpha+\mathrm{tg}\,\beta)}\left(\frac{1}{h\cos\gamma\,\mathrm{tg}\,\alpha-d/2}-\frac{1}{h\cos\gamma\,\mathrm{tg}\,\alpha}\right)+1.$$

Нетрудно показать, что сопротивление металлизированной фазы $R_{\mathrm{Si\text{-}II}}$ связано с *in situ* регистрируемым сопротивлением образца R_t следующим соотношением:

$$R_{Si-II}=R_{Si}\frac{R_t-R_{Au+Cu}}{R_0-R_t},$$

где R_{Si} – сопротивление кремниевого зазора между пленками, R_0 и R_t – сопротивления измерительной ячейки в начальный и произвольный моменты времени соответственно, $R_{\mathrm{Au+Cu}}$ – сопротивление подводящих проводов и золотой пленки.

Синхронно регистрируемые *P*-*h*-диаграммы зависимости электрического сопротивления образца от глубины внедрения индентора позволяют рассчитать искомый коэффициент пропорциональности *k* и, зная его, определить объем металлизированной фазы на произвольной стадии внедрения/извлечения индентора (Рис. 1, *d*).

Таким образом, в работе показана возможность получения количественной информации о содержании металлизированной фазы Si-II в локально деформируемой индентором области кремния. Развитый метод обладает высокой чувствительностью и может с успехом применяться для изучения фазовых превращений кремния при сосредоточенных нагрузках. Кроме того, наблюдаемые явления могут быть положены в основу разработки высокочувствительных датчиков давления.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 15-02-04797 а.

Список литературы

1. Domnich V., Gogotsi Yu., Dub S. // Appl. Phys. Lett. - 2000. – V.76. – P.2214–2216.
2. Oliver W.C., Pharr G.M. // J. Mater. Res. – 1992. – V. 7. – P.1564.
3. Haberl B., Guthrie M., Sprouster D.J., Williamsa J.S., Bradby J.E. // J. Appl. Cryst. - 2013. – V. 46. – P. 758–768.
4. Дмитриевский А.А., Ефремова Н.Ю., Головин Ю.И., Шуклинов А.В. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2010. - № 3. – С. 62–65.
5. Головин Ю.И., Дмитриевский А.А., Шуклинов А.В., Косырев П.А., Ловцов А.Р. // Известия ВУЗов. Серия Физика. – 2011. – Т. 54. - № 8. – С. 73-76.
6. Gridneva I.V., Milman Y.V., Trefilov V.I. // Phys. Stat. Sol. A. – 1972. – V. 14.- P. 177–182.

ВЛИЯНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ТЕРМИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА МИКРОСТРУКТУРУ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПЛАВА Ti–40 мас. %Nb В УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТОМ СОСТОЯНИИ

Ерошенко А.Ю.[1], Шаркеев Ю.П.[1,2], Глухов И.А.[1], Qifang Zhu[3]
Толмачев А.И.[1], Уваркин П.В.[1], Майрамбекова А.[4]

[1]Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, г. Томск, Россия
[2]Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия
[3]General Research Institute for Non-ferrous Metals, Beijing, China
[4]Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия
eroshenko@ispms.tsc.ru

Перспективным направлением в области медицинского материаловедения является применение биоинертных β-титановых сплавов, например, системы Ti–Nb с низким модулем упругости, что позволяет осуществлять равномерное распределение деформаций и напряжений в системы «кость-имплантат» при их совместной работе. Модуль упругости титановых сплавов медицинского назначения находится в пределах 100–120 ГПа, что значительно выше модуля упругости костной ткани (15–55 ГПа) [1,2]. Известно, что легирование титана ниобием до 40–45 мас.% позволяет уменьшить модуль упругости до 55 ГПа, но при этом происходит снижение и прочностных характеристик. Формирование в сплавах наноструктурного (НС) и ультрамелкозернистого состояния (УМЗ) в результате деформационной обработки позволяет значительно улучшить прочностные характеристики. В тоже время известно, что НС и УМЗ состояния термически нестабильны при температурах, близких к порогу рекристаллизации, а тем более, выше порога рекристаллизации. В связи с этим являются актуальными исследования термической стабильности структуры и механических свойств УМЗ материалов, позволяющие определить область их практического применения.

В работе получены экспериментальные данные по термостабильности УМЗ состояния и механических свойств (на примере микротвердости) сплава системы Ti-40 мас. %Nb при долговременном термическом воздействии.

В качестве материала исследования был выбран сплав Ti–40 мас.%Nb (Ti40Nb) в УМЗ состоянии. УМЗ структуру в сплаве получали деформированием крупнозернистого β-титанового слитка Ti40Nb комбинированным методом интенсивной пластической деформации, который включал abc-прессование в пресс-форме с многоходовой прокаткой в ручьевых валках [3]. Перед деформацией заготовки Ti40Nb отжигали при температуре 1100°C в течение одного часа в аргоне с последующей закалкой в воду. В результате закалки получали двухфазную структуру, состоящую из зерен на основе β-раствора титана и ниобия с размерами 120-650 мкм и пластинчатых включений мартенситной α"-фазы (рис. 1а). С целью снятия внутренних напряжений готовые заготовки после прессования и прокатки в форме прутков квадратного сечения с размерами 6×6×160 мм^3 подвергали отжигу в среде аргона при температуре 350°C в течение одного часа.

Исследования эволюции микроструктуры и микротвердости были выполнены для сплава Ti40Nb в поперечном сечении прутка при температурах отжига 350°C и 400°C. Длительность отжигов составляло 1, 5, 10, 24, 120, 240 и 360 часов.

На ПЭМ-изображениях микроструктуры УМЗ сплава Ti40Nb (рис. 1а) наблюдаются субзерна и фрагменты, имеющие форму, близкую к равноосной. Метод рентгеноспектрального микроанализа позволил выявить в структуре наличие субзерен β-фазы на

основе твердого раствора титана и ниобия с высоким содержанием ниобия, близким к исходному состоянию, до 39 мас. % и субзерен α-зерен титана с низким содержанием ниобия, до 4 мас. %. На рис.1*а* субзерна показаны стрелками. Средний размер элементов структуры, включая зерна, субзерна, фрагменты, составил 0,28 мкм.

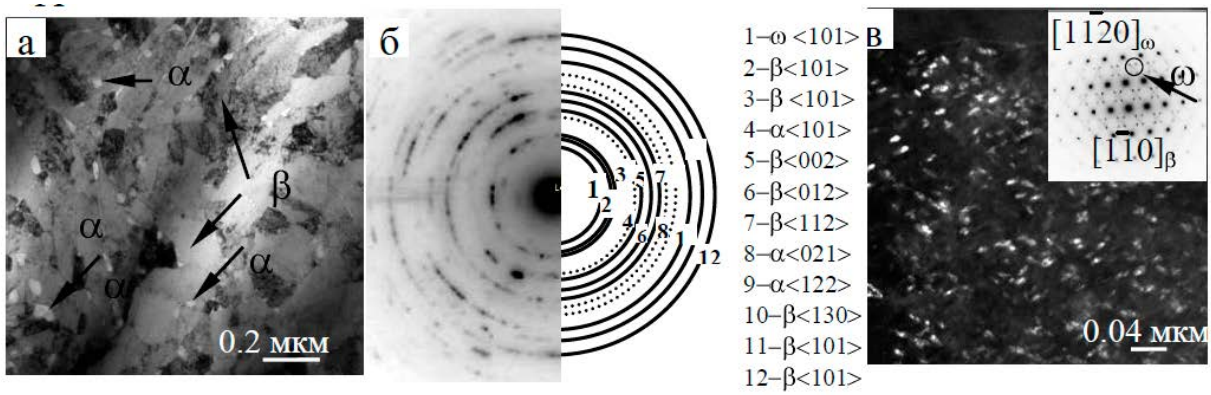


Рис. 1. Светлопольное (*а*) с соответствующей микродифракцией (*б*) и темнопольное в рефлексах ω -фазы (*в*) электронно-микроскопические изображения сплава Ti40Nb

Расшифровка микродифракционной картины выявила рефлексы высокой интенсивности от β-твердого раствора титана и ниобия и низкой интенсивности от α-фазы, а также рефлексы, принадлежащие нанодисперсной ω-фазе (рис.1*б*). На темнопольном изображении, полученном в рефлексах ω-фазы (показанных на рис. 1в кружком) в объеме β-зерна наблюдаются выделения эллипсоидной формы с размерами, измеренными по максимальному и минимальному диаметру и равными 5–10 нм. Мартенситную метастабильную фазу твердого раствора α″-Ti не идентифицировали. По-видимому α″-Ti фаза трансформируется при деформационной обработке в стабильную β-фазу твердого раствора ниобия по схеме $\alpha'' \rightarrow \beta+\alpha$ [4,5].

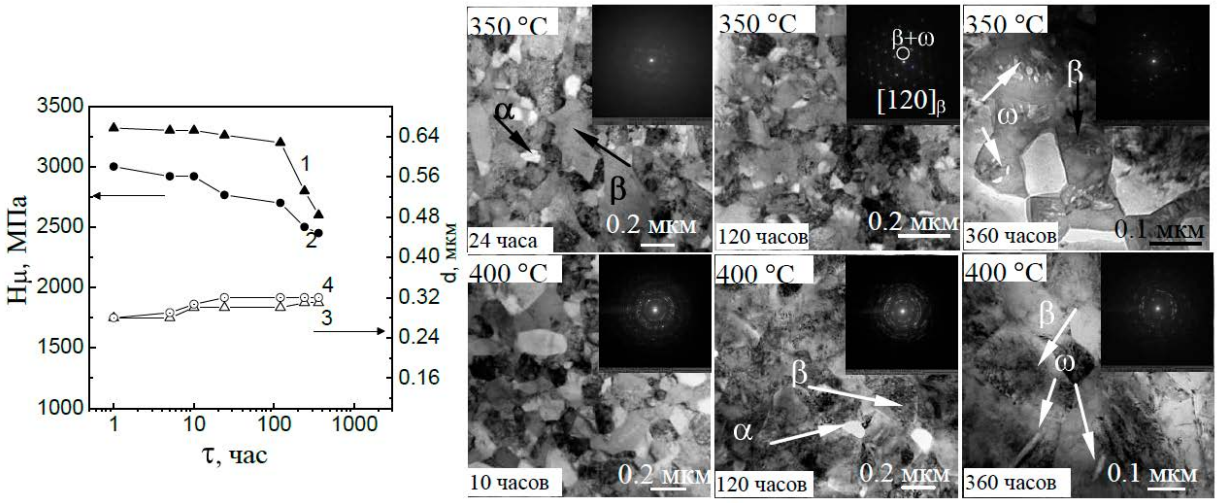
Среднее значение микротвердости УМЗ сплава Ti-40Nb составило 3350 МПа, а модуль упругости находится в диапазоне 70–85 ГПа.

На рис. 2*а* представлены зависимости величины микротвердости (кривая 1,2) и среднего размера структурных элементов (кривая 3,4) от длительности отжига при 350°С и 400°С. Видно, что при указанных температурах 350°С и 400°С и времени отжига 120 часов уже наблюдается заметное падение микротвердости, что может быть связано с релаксационными процессами и релаксацией внутренних напряжений.

В результате низкотемпературных отжигов в интервале 1–10 часов изменение характера исходной УМЗ микроструктуры не происходит. При этом средний размер элементов структуры практически не меняется и соответствует УМЗ состоянию – 0,29 мкм. При отжиге в течение 24 часов средний размер структурных элементов также практически не увеличивается, он оказался равнм 0,3 мкм. Согласно данным ПЭМ в микроструктуре присутствуют субзерна на основе фаз β-твердого раствора титана и ниобия и α-Ti. Были идентифицированы рефлексы, принадлежащие нанодисперсной неравновесной ω-фазе (рис.2*б*). Следует отметить, что размер ω-фазы после отжига 24 часа увеличивается до 6–20 нм. Дальнейший отжиг в течение 120–360 часов не приводит к заметному росту размера элементов структуры β-и α-фаз (рис.2*б*). Средний размер элементов структуры при длительности отжига 360 часов составил 0,31 мкм. Наблюдается дальнейшее увеличение размера метастабильной ω-фазы (8–26 нм).

В результате отжигов сплава Ti40Nb при температуре 400°С в течение1–360 часов, как и для отжигов при температуре 350°С наблюдается тенденция к незначительному увеличению среднего размера элементов структуры β-фазы и α-фазы. Размер структурных элементов для указанных отжигов находится в пределах от 0,28–0,32 мкм (рис.2*б*).

При отжиге 1 час и 360 часов наблюдается заметное увеличение размеров ω-фазы от 8-25 нм до 2070 нм, соответственно.



а *б*

Рис.2. Зависимости *(а)* величины микротвердости (1,2) и среднего размера структурных элементов (3,4) от длительности отжига при 350°С (1,3) и 400°С (2,4); электронно-микроскопические изображения микроструктуры после отжигов (*б*)

Таким образом, отжиг при 350°С и 400°С в течение 1–360 часов не приводит к изменению характера УМЗ структуры и заметному росту структурных элементов матричной β-фазы и α-фазы при одновременном увеличении размера ω-фазы.

Определены временные интервалы термостабильности сплавов Ti40Nb в УМЗ состоянии при дорекристаллизационных температурах. УМЗ структура в сплаве Ti40Nb сохраняет термическую стабильность при 350°С и 400°С в результате термического воздействия во временном интервале до 360 часов. Нагрев и выдержка при 350°С сохраняет стабильность механических свойств (микротвердость – 3200 МПа) в течение 120 часов.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта III.23.2.2. Программа фундаментальных исследований СО РАН III.23.2, 2013 –2017 г.г. и проекта Президиума РАН, Программа 35.

Авторы выражают благодарность Zeming Sun за внимание к работе и обсуждение результатов.

Список литературы

1. Mitsuo Niinomi, Masaaki Nakai, Junko Hieda. Development of new metallic alloys for biomedical application // Acta Biomaterialia. №8. 2012. P. 3888-3903.
2. Gepreel M., Niinomi M. Biocompatibility of Ti–alloys for long–term implantation. J. Mech. Behav. Biomed. Mat. 2013. 20. P.407–415.
3. Sharkeev Y.P., Eroshenko A.Yu., Glukhov I.A., Zhu Qi., Tolmachev A.I. Microstructure and mechanical properties of Ti-40 mass % Nb alloy after severe plastic deformation. // Physical Mesomechanics of Multilevel Systems 2014: AIP Conf. Proc. – 2014. V. 1623. P. 567-570.
4. Коллингс Е.В. Физическое металловедение титановых сплавов. /Пер с анг. под редакцией Веркина Б.И., Москаленок В.А. М.: Металлургия, 1988. 224с.
5. Mantani Y., Tajima M. Phase transformation of quenched martensite by aging in Ti–Nb alloys Materials Science and Engineering A. 2006. V. A 438–440. P. 315-319.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ БАЛАНСА ЭНЕРГИИ В МЕТАЛЛАХ ПРИ УПРУГО-ПЛАСТИЧЕСКОМ ДЕФОРМИРОВАНИИ

Изюмова А.Ю., Вшивков А.Н., Плехов О.А.

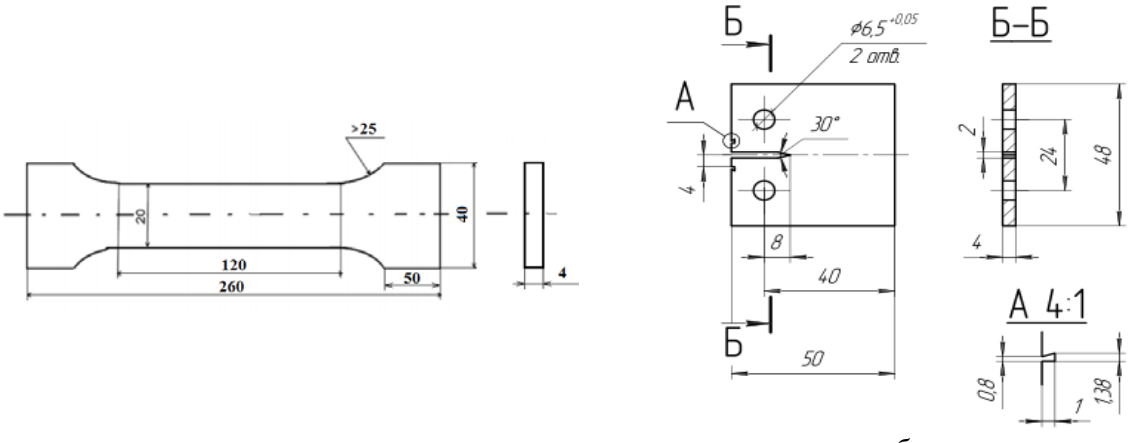
Институт механики сплошных сред УрО РАН, Россия,
fedorova@icmm.ru

Как известно, началом разрушения материалов служит локализация пластической деформации вблизи структурных неоднородностей и концентраторов напряжения [1]. Развитие необратимой деформации сопровождается процессами диссипации и накопления энергии, следствием чего является изменение температуры материала [2]. С термодинамической точки зрения затраченная механическая работа частично переходит в тепловую энергию, образующуюся за счет движения и аннигиляции дефектов, и накапливается в материале в качестве упругих полей дефектов.

Оценка значений различных энергий (пластической, накопленной, диссипированной), вовлеченных в процесс деформирования материала, играет важную роль по нескольким причинам. Во-первых, их измерение дает возможность глубже проникнуть в суть механизмов деформации и разрушения. Во-вторых, энергетическая концепция описывает изменение внутренней энергии материала и, таким образом, вносит вклад в построение и валидацию моделей, базирующихся на принципах термодинамики. В-третьих, информация об эволюции различных энергетических параметров может быть использована для идентификации коэффициентов (например, коэффициента Тейлора-Куинни), часто используемых при численном моделировании адиабатических процессов для оценки количества работы пластической деформации, перешедшей в тепловую энергию [3].

Основной целью данной работы была разработка методики оценки баланса энергии в материале при различных условиях нагружения.

Экспериментальное исследование процесса диссипации тепла проводилось на образцах из титанового сплава ОТ4-0 в условиях квазистатического растяжения и циклического нагружения. Геометрии образцов представлены на рисунке 1.



а *б*

Рис. 1. Геометрия образцов (*а* – для квазистатического растяжения, *б* – для циклического нагружения). Все размеры в мм

Механические испытания по квазистатическому растяжению проводились на электромеханической машине Shimadzu AG-X Plus (300 кН) с использованием оригинального контактного датчика потока тепла [4], инфракрасной (ИК) камеры FLIR SC5000 и видеоэкстензометра Shimadzu TRViewX240S. Скорость движения захватов составляла 10

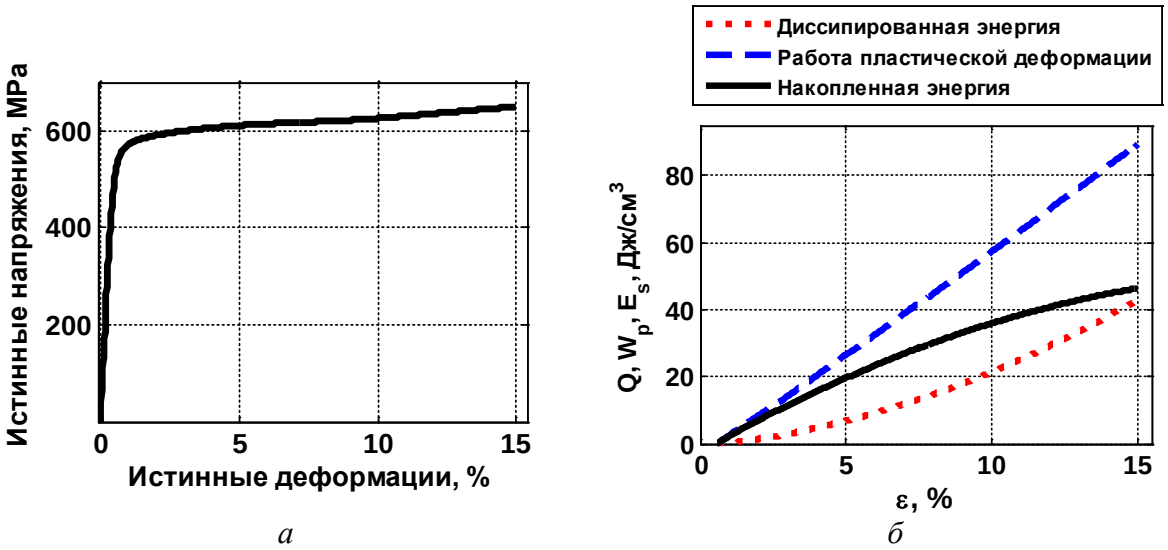
мм/мин, что соответствовало скорости деформации $15 \cdot 10^{-4}$ c^{-1}. На рис. 2*а* показана характерная диаграмма деформирования образцов, построенная на основе данных видео экстензометра.

Расчет диссипированной в процессе деформирования энергии проводился на основе осредненного уравнения теплопроводности (1) и данных ИК камеры.

$$Q(x, y, t) = \rho c\left(\frac{\partial\theta(x, y, t)}{\partial t} + \frac{\theta(x, y, t) - T_0}{\tau}\right) - k\left(\frac{\partial^2\theta(x, y, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\theta(x, y, t)}{\partial y^2}\right), \quad (1)$$

где $\theta(x,y,t)$ – осредненная по толщине образца температура, ρ – плотность материала, c – удельная теплоемкость, k – коэффициент теплопроводности, τ – параметр, отражающий потери тепла в окружающую среду (определялся на основе данных контактного датчика потока тепла), $Q(x,y,t)$ – поле мощности источников тепла, x,y – декартовы координаты, t – время.

Величина площади под кривой деформирования соответствовала работе пластической деформации. Накопленная энергия рассчитывалась как разница между работой пластической деформации и диссипированной энергией. Изменение диссипированной энергии, накопленной энергии и работы пластической деформации в процессе квазистатического растяжения представлены на рис. 2*б*.

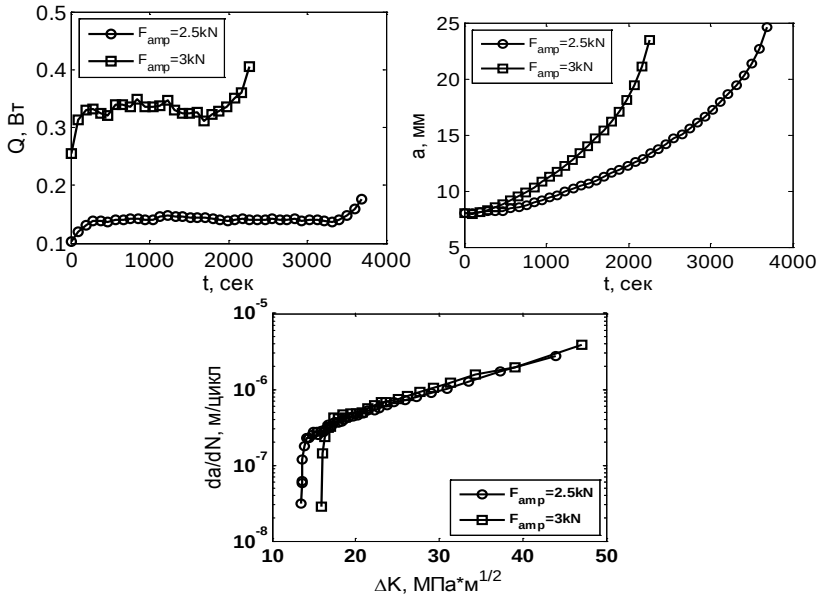


а *б*

Рис. 2. Диаграмма нагружения образцов из титанового сплава ОТ4-0 (*а*); экспериментальные данные эволюции источников тепла, работы пластической деформации и накопленной энергии в процессе деформирования (б)

Эксперименты по циклическому нагружению проводились на базе НИО-2 лаборатории «Физики прочности и интеллектуальных диагностических систем» Тольяттинского государственного университета. Для механических испытаний использовалась сервогидравлическая машина Instron 8802. Испытания проводились при двух амплитудах нагружения 2,5 кН и 3 кН. Коэффициент асимметрии цикла составлял 0,1. Для регистрации потока тепла, выделяющегося в процессе роста трещины, использовался оригинальный контактный датчик. Длина трещины измерялась с помощью датчика раскрытия трещины 2670-116 по податливости.

В результате испытаний были экспериментально получены зависимости длины усталостной трещины и потока тепла из её вершины от времени эксперимента (рис. 3*а*, 3*б*). На рис. 3*в* приведены зависимости скорости роста трещины от размаха коэффициента интенсивности напряжений для обеих амплитуд прикладываемой нагрузки.



а *б* *в*

Рис. 3. Зависимости мощности источника тепла от времени в процессе испытаний (*а*); зависимости длины трещины от времени (*б*); зависимости скорости роста трещины от размаха коэффициента интенсивности напряжений, получаемые при постоянных амплитудах прикладываемых нагрузок 2,5кН и 3кН (*в*)

Согласно данным потока тепла, можно выделить два этапа распространения трещины, как показано на рис 4*а*. На рис. 4*б* отмечены соответствующие этим этапам участки кривой роста усталостной трещины.

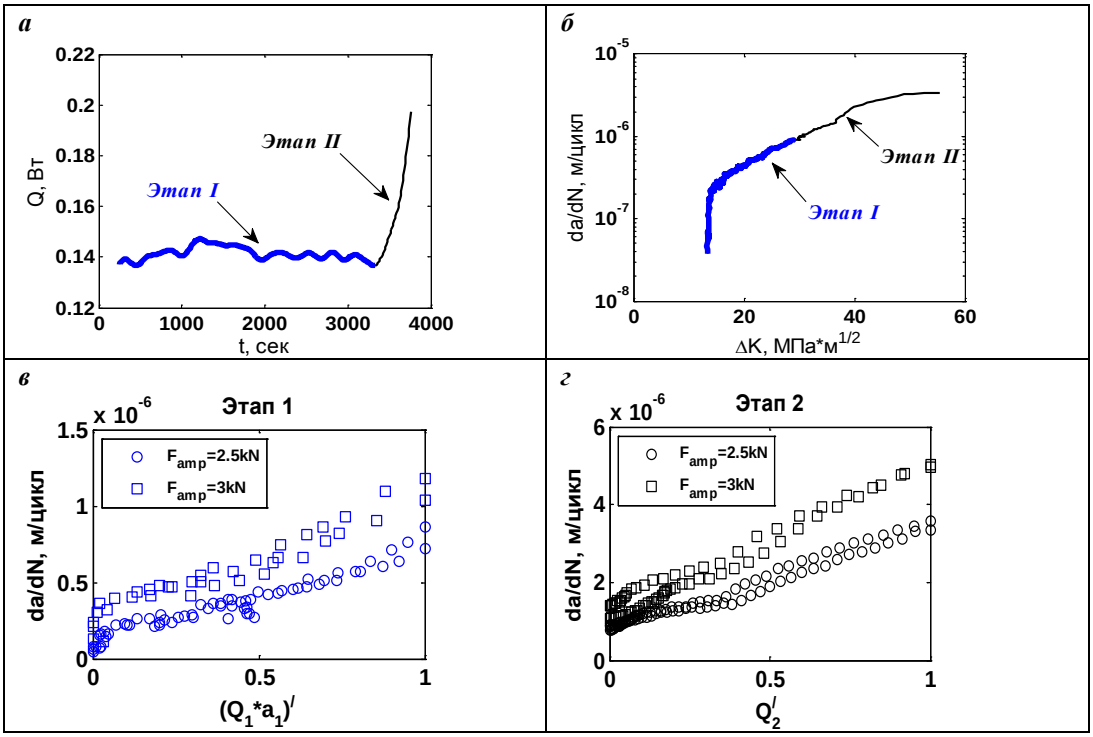


Рис. 4. Два этапа роста трещины на экспериментальной зависимости мощности источника тепла от времени (*а*); соответствующие этапы на кривой роста усталостной трещины (*б*); зависимость скорости роста трещины от нормированных данных произведения мощности источника тепла на длину трещины (*в*); зависимость скорости роста трещины от нормированных данных мощности источника тепла (*г*)

После нормировки экспериментальных данных по формуле 2, были построены зависимости скорости роста усталостной трещины от нормированных величин как для первого, так и для второго участка (рис. 4*в*, 4*г*).

$$Q_1 a_1' = \frac{Q_1 a_1 - Q_1 a_1^{min}}{Q_1 a_1^{max} - Q_1 a_1^{min}}, \quad Q_2' = \frac{Q_2 - Q_2^{min}}{Q_2^{max} - Q_2^{min}} \tag{2}$$

Анализ полученных результатов позволяет говорить о линейной зависимости между скоростью роста трещины и потоком тепла из ее вершины.

Таким образом, развиваемая методика оценки потока тепла позволяет исследовать процесс диссипации энергии не только в условиях статического нагружения, но и при циклических испытаниях образцов с локальным источником тепла в области вершины трещины.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ 16-31-00130 и 14-01-00122.

Список литературы

1. Ботвина Л.Р. Разрушение: кинетика, механизмы, общие закономерности. М.: Наука, 2008. 334 с.
2. Wullink J., et al. // QIRT Journal. 2008. V.5. N. 1. P. 69-80.
3. Dumoulin S., Louche H., Hopperstad O.S., Borvik T. // Europ. J. Mech. A/Solids. 2010. V. 29. P. 461-474.
4. Vshivkov A., Iziumova A., Plekhov O., Bär J. // Fracture and Structural Integrity. 2016. V. 35. P. 131-137.

МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТЕРМОПЛАСТИЧНЫХ ПОЛИМЕРОВ, МОДИФИЦИРОВАННЫХ РАВНОКАНАЛЬНОЙ МНОГОУГЛОВОЙ ЭКСТРУЗИЕЙ

Белошенко В.А.[1], Варюхин В.Н.[1], Возняк Ю.В.[2]

[1]*Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины, Украина*
[2]*Centre of molecular and macromolecular studies, Polish academy of sciences, Poland*
biloshenko_va@mail.ru; vvaryukhin@icloud.com;
wozniak@cbmm.lodz.pl

Термопласты - группа полимеров, имеющая широкое практическое применение, производство которых составляет около 280 млн т/год. Свойства этих материалов во многом зависят от их структуры, определяемой типом макромолекул, а также условиями процесса кристаллизации или отверждения [1]. Особенно важными для термопластов являются механические свойства [2]. Известно, что улучшение деформационно-прочностных характеристик полимеров может быть достигнуто путем ориентации макромолекул [3]. Прокатка, волочение, плунжерная и гидроэкструзия являются наиболее часто используемыми процессами получения ориентированных полимеров.

Новым способом структурной модификации полимерных материалов с целью достижения высокоориентированного состояния является равноканальная угловая экструзия (РКУЭ). Она основана на продавливании заготовки через два пересекающихся кана-

ла одинакового поперечного сечения. РКУЭ обладает рядом существенных преимуществ по сравнению с традиционными процессами твердофазной ориентации. Во-первых, при РКУЭ процесс накопления пластической деформации в объемных образцах полимеров происходит без изменения их геометрии. Следовательно, операция может быть повторена несколько раз, пока не будет достигнут желаемый результат. Во-вторых, РКУЭ может создавать различные моды контролируемой молекулекулярной ориентации в экструдате за счет изменения ориентации заготовки при последующем цикле экструзии. Таким образом, свойства РКУЭ-обработанных полимеров определяются условиями процесса и маршрутом деформации [4–6].

Более широкими возможностями обладает метод равноканальной многоугловой экструзии (РКМУЭ). Он основан на продавливании полимерной заготовки через устройство, состоящее из нескольких пар каналов одного диаметра, пересекающихся под заданными углами [7]. Варьирование маршрута деформации (характера ориентации) достигается поворотом деформирующих каналов относительно вертикальной оси. Величина накопленной деформации (степень ориентации) задается количеством каналов и углами их пересечения. К числу его преимуществ относится и тот факт, что РКМУЭ позволяет избежать релаксационных процессов, неизбежных при реализации многоцикловой РКУЭ.

В табл.1 показано влияние накопленной деформации ε на механические свойства различных термопластов. При увеличении ε наблюдается рост модуля упругости при растяжении E, предела текучести σ_y, предела прочности σ_T, уменьшается анизотропия микротвердости ΔH, которая характеризует разницу в прочностных свойствах в продольном и поперечном направлениях.

Таблица 1. Влияние РКМУЭ на механические свойства термопластов

Полимер	ΔH	E	σ_y	σ_T	ε_b
		[МПа]			[%]
ПЭВП	0.06/0.09/0.04	220/1210/1400	20/110/114	22/102/118	520/500/515
ПА6	0.02/0.10/0.05	900/1560/1900	67/138/150	69/140/154	148/132/143
ПТФЭ	0.02/0.06/0.02	415/960/1530	27/65/95	28/70/100	380/345/370
ПОМ	0.01/0.07/0.03	2500/5700/6500	54/250/275	62/255/286	25.0/23.6/24.0
ПК	0.02/0.04/0.03	2100/2450/2600	68/78/86	70/82/87	98/104/106
ПММА	0.02/0.02/0.02	2800/3120/3640	58/65/74	59/67/78	4.0/5.1/6.2

(ε = 0/6.3/8.5)

Особенностью РКМУЭ является то, что при ε > 8.5 существенного прироста упругих и прочностных свойств не происходит. Величина деформации при разрушении ε_b в случае кристаллизующихся полимеров, начиная с определенных значений ε (около 4.4), имеет тенденцию к незначительному росту, приближаясь к значениям недеформированных образцов. У аморфных полимеров она превышает таковые. Установленное поведение деформационно-прочностных характеристик отличается от наблюдаемого в случае традиционных процессов получения ориентированных полимеров. Достигаемый результат объясняется формированием при РКМУЭ биаксиально ориентированной структуры. В частности, биаксиальная ориентация фибрилл в кристаллизующихся полимерах является основной причиной последовательного характера вовлечения двух групп макромолекул в процесс пластической деформации и связанного с этим двухшейкового меха-

низма пластического течения [8], что обусловливает высокий уровень пластичности после деформации РКМУЭ.

На примере ПА6, который широко используется в качестве антифрикционного материала, показано, что РКМУЭ вызывает снижение коэффициента трения на 15-20%, а также линейной скорости износа на три порядка при высоких нагрузках (1.75-2.75 МПа) по сравнению с исходным полимером. При этом наблюдается увеличение значений максимально допустимого контактного давления (более чем в 2 раза) и температуры в зоне трения (вплоть до 180°С), при которых обеспечиваются стабильный износ и коэффициент трения.

Структура полимеров, обработанных РКМУЭ, характеризуется высокой термической устойчивостью, которая обеспечивает сохранение повышенного уровня свойств даже при температуре отжига T_{an}, близкой к температуре плавления. С ростом ε увеличивается температура начала падения прочностных характеристик T_d и уменьшается интервал температур ΔT, в котором происходит разупрочнение. Высокая термическая устойчивость экструдатов может быть связана с созданием плотной сети физических узлов, выполняющих функции стопоров. Увеличение накопленной деформации приводит к повышению концентрации таких стопоров, что в случае аморфных термопластов способствует также увеличению их ударной вязкости α. Например, у ПК при ε=8.5 наблюдается повышение α с 8.2 до 15.6 кДж/м^2, у ПММА соответственно с 1.4 до 2.3 кДж/м^2. При этом абсолютные значения α незначительно изменяются при варьировании направления приложения ударной нагрузки. Низкую анизотропию проявляют также и другие деформационно-прочностные характеристики.

Таким образом, исследования, выполненные на термопластичных полимерах, продемонстрировали высокую эффективность РКМУЭ. В случае кристаллизующихся полимеров использование РКМУЭ позволяет сформировать уникальное сочетание механических свойств (высокие пластичность и прочность при низкой анизотропии последней), значительное улучшение трибологических характеристик. У аморфных полимеров РКМУЭ способствует повышению ударных, прочностных и деформационных характеристик вне зависимости от направления приложения нагрузки.

Список литературы

1. L. H. Sperling," Introduction to Physical Polymer Sciences", John Wiley & Sons, Inc., Hoboken 2006
2. I. M. Ward, J. Sweeney, "Mechanical Properties of Solid Polymers", John Wiley & Sons, Inc., Hoboken 2012.
3. "Mechanical Properties of Polymers Based on Nanostructure and Morphology", eds. G.H. Michler, F. J. Balta-Calleja, Taylor & Francis, Boca Raton 2005.
4. Z.Y. Xia, H.J. Sue, T.P. Rieker, Morphological evolution of poly(ethylene terephthalate) during equal channel angular extrusion. Macromolecules 33, (2000) 8746-8755.
5. Z.G. Wang, Z.Y. Xia, Z.Q. Yu, E.Q. Chen, H.J. Sue, C.C. Han, B.S. Hsiao, Lamellar formation and relaxation in simple sheared poly(ethylene terephthalate) by small-angle X-ray scattering. Macromolecules 39, (2006) 2930-2939.
6. A. Phillips, P. Zhu, G. Edward, Simple shear deformation of polypropylene via the equal channel angular extrusion process. Macromolecules 39, (2006) 5796-5803.
7. V.A. Beloshenko, V.N. Varyukhin, A.V. Voznyak, Yu.V. Voznyak, Equal-channel multiangular extrusion of semicrystalline polymers. Polym. Eng. Sci. 50, (2010) 1000-1006.
8. В.А. Белошенко, А.В. Возняк, Ю.В. Возняк, Особенности пластического течения биаксиально ориентированных гибкоцепных кристаллизующихся полимеров. Доклады Академии Наук. Физическая химия 457, (2014) 423-425.

ЭВОЛЮЦИЯ МИКРОСТРУКТУРЫ И МЕХАНИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ТИТАНОВОГО СПЛАВА ВТ8М1-1 ПРИ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Дьяконов Г.С., Семенова И.П., Гришина Ю.Ф., Мелемчук И.А., Рааб Г.И.

Институт Физики Перспективных Материалов, ФГБОУ ВПО Уфимский государственный авиационный технический университет, г. Уфа, Россия
dgr84@mail.ru

Титановые сплавы широко применяются в качестве конструкционных материалов в авиастроении благодаря их высокой удельной прочности, малому удельному весу и коррозионной стойкости [1, 2]. Сплав ВТ8М-1 используется для изготовления ряда ответственных деталей и узлов авиационных двигателей, в том числе дисков и лопаток компрессора, которые работают в сложных эксплуатационных условиях высоких статических и динамических нагрузок, эрозионных, коррозионных и температурных воздействий. Исследования последних десятилетий показали, что эффективным способом повышения механических свойств титановых сплавов является формирование в них ультрамелкозернистой (УМЗ) структуры [3]. Формирование УМЗ структуры при пластической деформации титановых сплавов представляет собой сложный процесс структурных преобразований. Полнота протекания процессов трансформации исходной структуры двухфазных титановых сплавов при пластической деформации определяется рядом факторов, среди которых наиболее важными являются температура, скорость, величина накопленной деформации, а также тип исходной структуры [4,5]. В связи с этим, целью данной работы являлось исследование закономерностей трансформации глобулярно-пластинчатой структуры сплава ВТ8М-1 в ходе интенсивной пластической деформации методом РКУП.

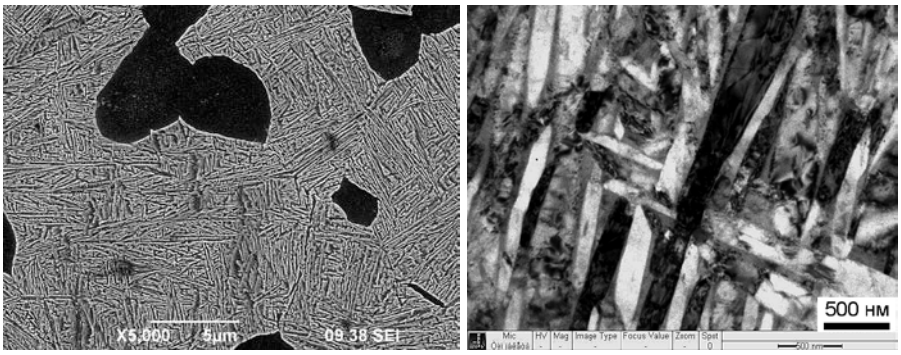
В качестве материала исследования был взят пруток двухфазного титанового сплава ВТ8М-1 диаметром 25 мм производства ВСМПО-АВИСМА. Заготовки были деформированы на установке РКУП с углом пересечения каналов 120° по маршруту ВС, при температуре штампа 550°С. Перед РКУП деформации заготовки нагревались в печи при T = 750°С. Микроструктурные исследования сплава проводили при помощи оптической, сканирующей и просвечивающей электронной микроскопии. Механические испытания на растяжение проводили при скорости деформации 1×10^{-3} $с^{-1}$ на испытательной машине Instron.

Исходная структура сплава ВТ8М-1, представляла собой типичную глобулярно-пластинчатую структуру, которая состоит из первичных зерен α-фазы глобулярной морфологии и α+β областей пластинчатой морфологии (рис.1). Доля глобулярной α-фазы составила около 25%, средний размер глобулей 2,7 мкм (рис. 1*а*), а средняя толщина пластин α-фазы – 0,12 мкм (рис. 1*б*).

После 2 проходов РКУП происходит деление пластин α-фазы с последующим образованием частиц, по форме близких к глобулярной. Процесс глобуляризации развивается неоднородно в объеме материала (рис. 2 *а,б*). Средний размер частиц α-фазы составил 0,34 мкм. Как известно, наиболее интенсивно претерпевают изменения пластины, ориентированные перпендикулярно направлению течения материала [6].

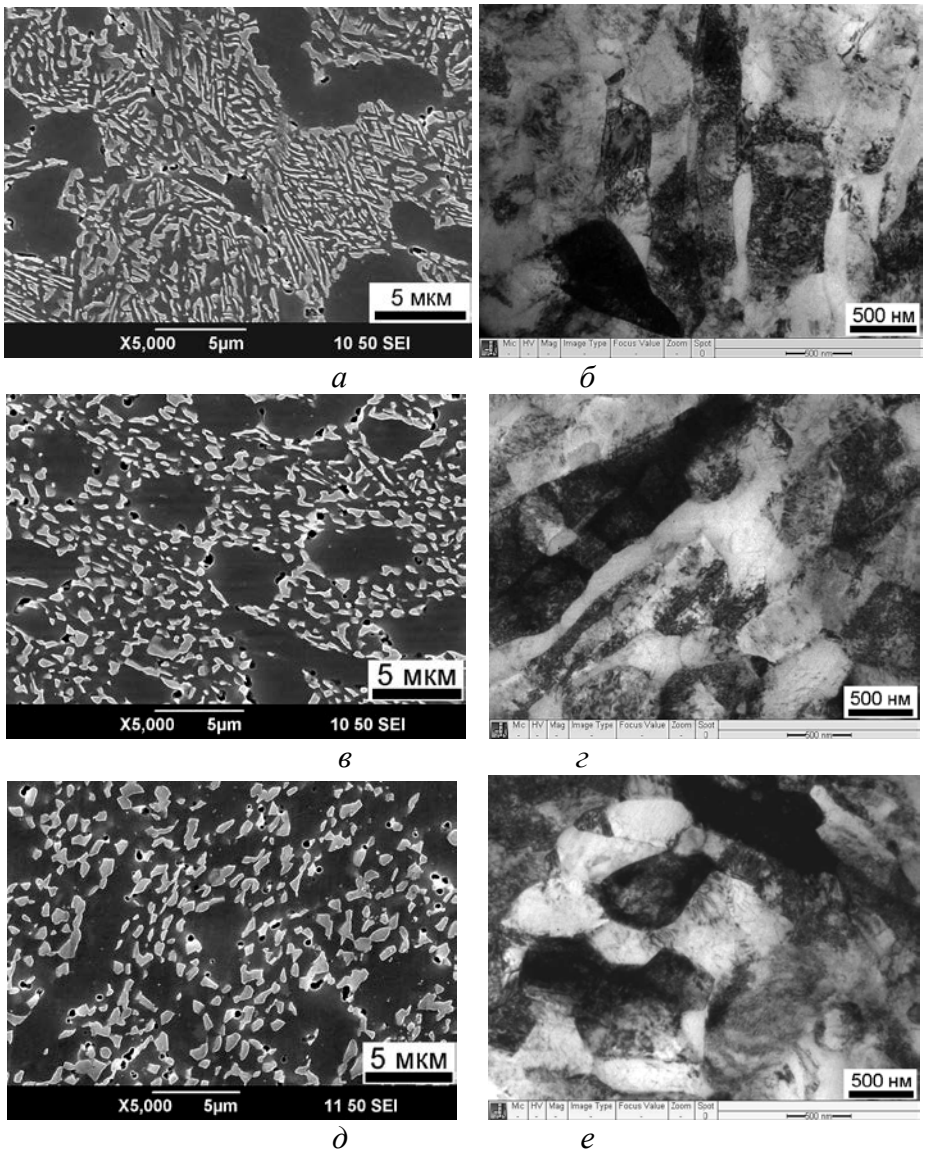
После 4 проходов РКУП (рис. 2 *в,г)* пластинчатая составляющая практически полностью трансформируется в глобулярную. Средний размер частиц α-фазы составил 0,48 мкм. Внутри первичной глобулярной α-фазы формируются отдельные фрагменты размером от 1 мкм и более. С повышением числа проходов РКУП до 6 средний размер глобулярных частиц α-фазы возрос до 0,7 мкм (рис. 2 *д,е*). Увеличение среднего размера глобулярных частиц α-фазы происходит за счет развития рекристаллизационных про-

цессов, во время выдержки заготовок в печи при температуре 750°С. Активное развитие процессов динамической рекристаллизации в процессе РКУП приводит к формированию зерен с совершенными прямолинейными границами, их средний размер составил 0,6 мкм.



а *б*

Рис. 1. Исходная глобулярно-пластинчатая структура сплава ВТ8М1 : *а* – сканирующая электронная микроскопия (SEM); б – просвечивающая электронная микроскопия (TEM)



а *б*

в *г*

д *е*

Рис. 2. Микроструктура сплава ВТ8М-1 после 2 проходов (*а,б*), 4 проходов (*в,г*) и 6 проходов РКУП (д,*е*)

На рис. 3 показано изменение предела прочности сплава в зависимости от числа проходов РКУП.

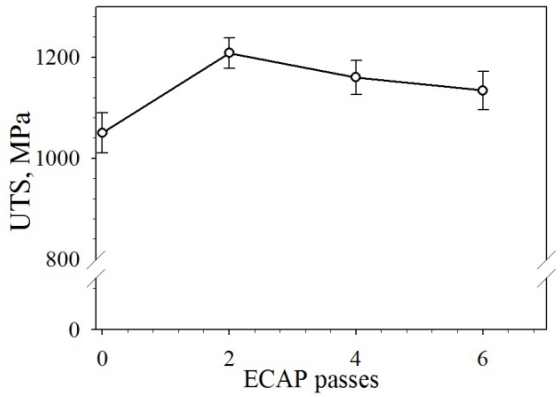


Рис.3. Изменение величины предела прочности с увеличением числа проходов РКУП

Наибольший рост прочности наблюдали уже после 2 проходов РКУП (с 1050 до 1200 МПа, что обусловлено повышением плотности дислокаций и наличием остаточной пластинчатой составляющей в микроструктуре (рис. 2*а,б*). После 4 и 6 проходов наблюдалось некоторое снижение предела прочности, что связано с особенностями трансформации микроструктуры за счет развития рекристаллизационных процессов и увеличением среднего размера частиц α-фазы (рис. 2).

Таким образом, была исследована эволюция титанового сплава ВТ8М-1 с исходной глобулярно-пластинчатой структурой в ходе интенсивной пластической деформации методом РКУП. Показано, что преобразование микроструктуры сплава с увеличением числа проходов с 2 до 6 происходит путем фрагментации пластинчатой составляющей с последующей ее сфероидизацией за счет реализации статической и динамической рекристаллизации, обусловленной нагревом заготовок между проходами при T = 750°С и деформацией в изотермических условиях. Установлено, что в результате 6 проходов РКУП исходная пластинчатая составляющая сплава трансформировалась в глобулярную, а зерна первичной α-фазы сохранили исходный размер и деформировались с образованием дислокационных ячеек.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта 14-08-00849 А

Список литературы

1. Ильин А.А., Колачев Б.А., Полькин И.С. Титановые сплавы. Состав, структура, свойства. Справочник. - М.: ВИЛС-МАТИ, 2009. 520 с.
2. Гецов Л. Б. Материалы и прочность деталей газовых турбин. Л.: Машиностроение, 1973. 296 с
3. Валиев Р. З., Александров И. В. Объемные наноструктурные металлические материалы: получение, структура и свойства. М.: ИКЦ «Академкнига», 2007. 398 с
4. I. Weiss, F.H. Froes, D. Eylon, G.E. Welsch, Modification of alfa morphology in Ti-4Al-6V by thermomechanical processing, Met. Trans A , 17 (1986)1935-1947
5. Жеребцов С. В. Динамическая сфероидизация пластинчатой структуры двухфазного титанового сплава ВТ6 в ходе деформации при 800 °С // Деформация и разрушение материалов. 2012, № 10, с. 16-24
6. T.R. Bieler, S.L. Semiatin, The origins of heterogeneous deformation during primary hot working of Ti–6Al–4V, Int. J. Plasticity, 18 (2002) 1165.

СТРУКТУРА И СВОЙСТВА БИОРЕЗОРБИРУЕМОГО МАГНИЕВОГО СПЛАВА СИСТЕМЫ Mg-Zn-Ca, ПОДВЕРГНУТОГО ИПДК

Кулясова О.Б., Исламгалиев Р.К., Валиев Р.З.

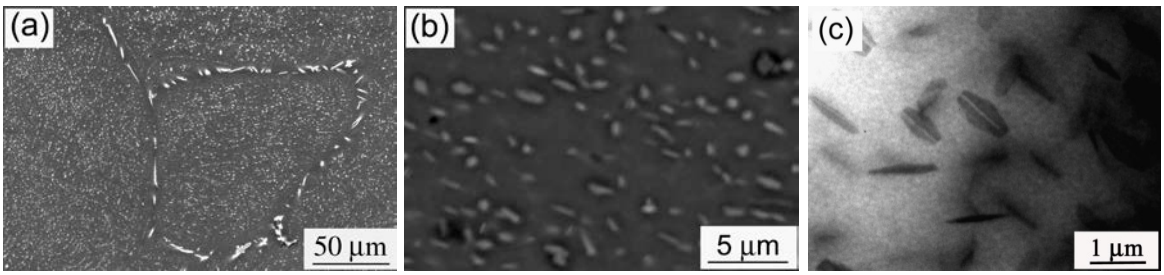
Институт Физики Перспективных Материалов, ФГБОУ ВПО
Уфимский государственный авиационный технический университет,
г. Уфа, Россия
elokbox@mail.ru

Магниевые сплавы являются наиболее перспективными материалами для применения в медицине в качестве имплантатов, так как они биосовместимы [1], обладают механическими свойствами схожими с механическими свойствами естественной кости [2], не вызывают воспалительной реакции и стимулируют рост новой костной ткани [3]. Однако основным фактором, сдерживающим использование магниевых сплавов в качестве биорастворимого материала, является их интенсивная коррозия, которая приводит к преждевременной потере механической прочности имплантатов. При этом скорость растворения магниевых сплавов наиболее высока на неоднородностях структуры (границы крупных зерен, наличие больших частиц выделений). Поэтому формирование однородной УМЗ структуры является важным условием не только для повышения прочности, но и для управления скоростью растворения металла.

В качестве материала для исследований был выбран магниевый сплав Mg–1%Zn-0.125%Ca в гомогенизированном при 415^{o}C в течении 12 часов состоянии. Для получения наноструктурного состояния диски (диаметром 20 мм и толщиной 1 мм) подвергали интенсивной пластической деформации кручением под высоким давлением при комнатной температуре с приложенным давлением 6 ГПа, выполнялось 10 оборотов. Микроструктуру исследовали на растровом электронном микроскопе (РЭМ) JEM-6390 и просвечивающем электронном микроскопе (ПЭМ) JEM-2100 с ускоряющими напряжениями 10 кВ и 200 кВ соответственно. Измерение микротвердости осуществляли методом Виккерса (Hv) на микротвердомере Micromet 5101 с нагрузкой 50 г и временем выдержки 10 с. Механические испытания на растяжение проводили на специально изготовленной горизонтальной установке для растяжения малых образцов "АУСМИМО" при комнатной температуре со скоростью нагружения 10^{-3} c^{-1} на плоских образцах с размерами рабочей части: длина базы 2,5 мм, ширина 1 мм, толщина 0,5.

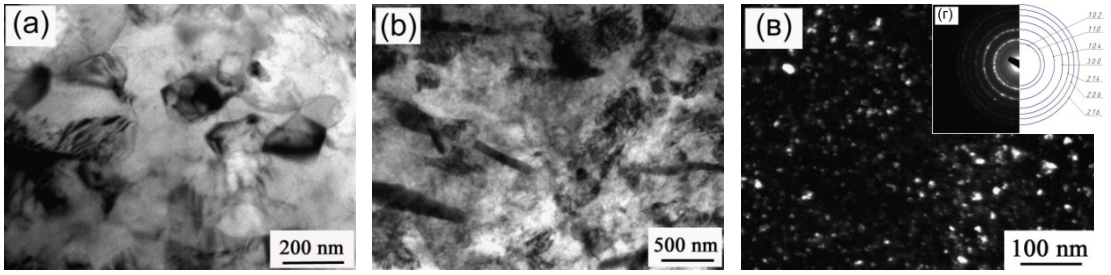
В исходном состоянии сплав имел равноосную крупнозернистую структуру (рис.1) со средним размером зерен $d_з$ = 30 мкм. В структуре наблюдали крупные частицы длиной 20 мкм, которые располагались по границам зерен (рис. 1*а*), и мелкие частицы преимущественно вытянутой формы с размерами 1×0,5 мкм (рис. 1*б*), которые располагались в теле зерен. Объемная доля частиц второго типа составляла 9%. Фазовый состав таких частиц был исследован ранее [4,5] и соответствовала фазе – $Ca_2Mg_6Zn_3$. При исследовании в ПЭМ подобные частицы были также обнаружены (рис.1в).

Применение интенсивной пластической деформации кручением (ИПДК) к образцам исследуемого сплава ведет к измельчению структуры до наноструктурного состояния со средним размером зерна 150 нм (рис.2*а*). Высокая плотность дефектов и связанные с ней сильные искажения кристаллической решетки вызвали возникновение неоднородного дифракционного контраста внутри зерен. В структуре присутствовали частицы $Ca_2Mg_6Zn_3$ (рис.2*б*). Также в структуре были обнаружены дисперсные частицы с размером 10 нм (рис.2*в*), которые были идентифицированы по электронограмме (рис.2*г*) и соответствовали фазе Mg_2Ca. Отметим, что интерметаллидную фазу Mg_2Ca в сплавах системы Mg-Zn-Ca наблюдали ранее в работе [6].



а *б* *в*

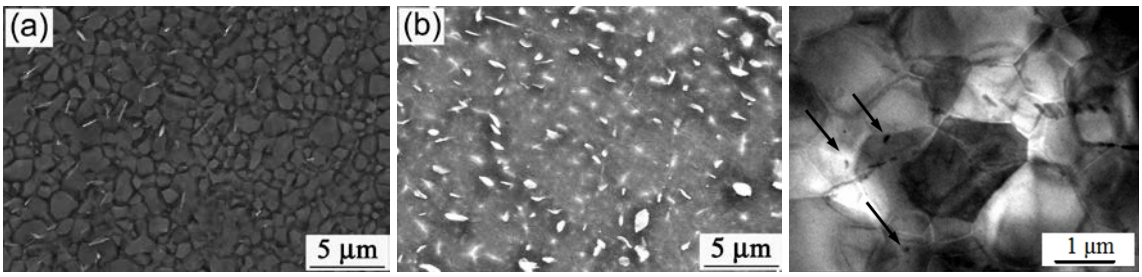
Рис.1. Микроструктура магниевого сплава системы Mg–Zn–Ca в исходном состоянии: (*а*) крупные частицы по ГЗ, (*б*) частицы $Ca_2Mg_6Zn_3$ в теле зерна, (*в*) светлопольное изображение частиц $Ca_2Mg_6Zn_3$, ПЭМ



а *б* *в*

Рис.2. Микроструктура образца магниевого сплава системы Mg–Zn–Ca после ИПДК: (*а*) типичная микроструктура; (*б*) частицы $Ca_2Mg_6Zn_3$ – светлопольное изображение; (*в*) темнопольное изображение частиц Mg_2Ca; (*г*) дифракция с частиц Mg_2Ca

Микроструктура магниевого сплава системы Mg-Zn-Ca после ИПДК и дополнительного отжига при температуре 200 ^oC представлена на рис.3. Средний размер зерен вырос до 1.5 мкм (рис.3*а*). В структуре видны частицы $Ca_2Mg_6Zn_3$ (рис.3*б*), объемная доля которых чуть снизилась до 6%. Как видно из типичных изображений микроструктуры, отжиг ИПДК образцов при 200 ^oC ведет к релаксации внутренних напряжений и аннигиляции дислокаций (рис.3*в*), плотность которых значительно уменьшилась. Нужно отметить, что в структуре образцов, отожженных при 200 ^oC также наблюдались частицы Mg_2Ca средний размер которых увеличился до 50 нм (рис.3*в*).



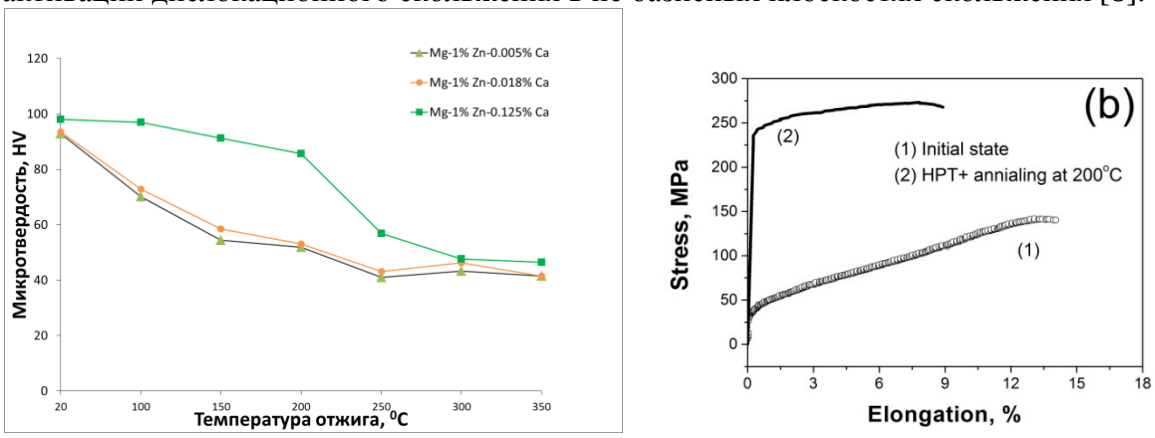
а *б* *в*

Рис.3. Микроструктура образца после ИПДК + отжиг 200^{o}C: (*а*) общий вид, РЭМ; (*б*) частицы второго типа, РЭМ; (*в*) светлопольное изображение структуры, ПЭМ

Для исследования термостабильности нанокристаллической структуры ИПДК образцы были подвергнуты дополнительным отжигам в интервале температур 100-350 ^oC с интервалом 50 ^oC. Исследования были выполнены на трех сплавах Mg-1%Zn-xCa с различным содержанием кальция (x=0,005%, 0,018% и 0,125%) (рис.4а). Из представленных данных видно, что небольшое содержание кальция в сплаве в количестве 0,005 и 0,018% вероятно не достаточно для сдерживания структурных изменений, в том числе сдерживанию начала роста среднего размера зерен. Таким образом, дальнейшие исследования были выполнены на сплаве Mg–1%Zn–0,125%Ca. В исходном крупнозернистом состоя-

нии величина микротвердости сплава Mg–1%Zn–0,125%Ca составила 45 Hv. После ИПДК величина микротвердости образцов исследуемого сплава выросла до 99 Hv (рис.4*а*) вследствие значительного измельчения среднего размера зерен до 150 нм (рис.1). Из графика видно, что с увеличением температуры отжига микротвердость монотонно уменьшается (рис. 4*а*).

Механические испытания на растяжение магниевого сплава системы Mg–Zn–Ca в исходном (крупнозернистом) состоянии, а также ИПДК образцов после дополнительного отжига при 200 ^{o}C (УМЗ) представлены на рис. 4б. Предел прочности в крупнозернистом состоянии составил 140 МПа, а относительное удлинение при растяжении 13%. Исследование микроструктуры образцов после механических испытаний на растяжение не проводилось, однако в соответствии с имеющимися литературными данными протяженная стадия деформационного упрочнения связана с интенсивным двойникованием в процессе растяжения образцов [7]. ИПДК образцы разрушились хрупко, не достигнув предела текучести, т.к. образцы обладали высокими внутренними напряжениями. Вместе с тем ИПДК образцы после дополнительного отжига при 200 ^{o}C продемонстрировали высокий предел прочности (270 МПа) в сравнении с исходным состоянием (140 МПа), что связано с сильным измельчением среднего размера зерен. Также образцы этого состояния показали хорошую пластичность (8,5%), что может являться следствием активации дислокационного скольжения в не базисных плоскостях скольжения [8].



а *б*

Рис. 4. *а* – Изменение микротвердости сплава Mg–Zn–Ca после ИПДК в зависимости от температуры отжига; *б* – механические испытания на растяжение сплава Mg–Zn–Ca при комнатной температуре и скорости деформации 10^{-3} c^{-1}: (1) исходное крупнокристаллическое состояние, (2) образец после ИПДК и дополнительного отжига

Благодарности: Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФИ №16-08-01013 А.

Список литературы

1. P. Tian and X. Liu. *Regenerative Biomaterials*, 2015, 135.
2. Y.B. Guo, M. Salahshoor. *Materials*, 5, 2012, 135.
3. Staiger M.P. et al. *Biomaterials*, 27, 2006, 1728.
4. H.R. Bakhsheshi-Rad, M.R. Abdul-Kadir, M.H. Idris, S. Farahany, *Corrosion Science*, 2012, 64, 184.
5. Y.F. Zhao, J.J. Si, J.G. Song, X.D. Hui, *Materials Letters*, 2014, 118, 55.
6. A. Suzuki, N. Saddock, J. Jones, T. Pollock, *Acta Materialia* 2005, 53, 2823.
7. R.Z. Valiev, T.G. Langdon, *Progress in Materials Science*, 2006, 51, 881.
8. J. Koike, T. Kobayashi, T. Mukai, H. Watanabe, M. Suzuki, K. Maruyama, K. Higashi, *Acta Mater*. 2003, 51, 2055.

РАСЧЕТ ДЕФОРМАЦИЙ И НАПРЯЖЕНИЙ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПРУЖИНЕ ИЗ НИКЕЛИДА ТИТАНА

Андронов И.Н.[1], Демина М.Ю.[2], Полугрудова Л.С.[2]

Ухтинский государственный технический университет[1], Ухта, Россия
iandronov@mail.ru
Сыктывкарский лесной институт (филиал) Санкт-Петербургского государственного лесотехнического университета[2], Сыктывкар, Россия
mdemina59@mail.ru

При расчете цилиндрических пружин из конструкционных материалов рассматривают пружину как криволинейный стержень, характеризуемый геометрическими параметрами – радиусом витка D, шагом (расстоянием между витками) h, углом наклона α витка к оси пружины [1–3]. Перемещения, возникающие при нагружении пружины осевой силой невелики, размеры и форма меняются незначительно, что обусловливает применимость принципа независимости действия сил, принципа начальных размеров и метода сечений. Напряжения и деформации при небольших углах наклона определяются в основном крутящим моментом и в меньшей степени изгибающим моментом, продольной и поперечной силами [4]. Для пружинных элементов, выполненных из никелида титана, характерны значительные перемещения, сопровождающиеся изменением основных геометрических параметров пружины. Кроме того, у материалов с памятью формы при термоциклировании сложным образом изменяются физико-механические постоянные [5–8]. Поэтому для пружин из сплавов с эффектом памяти формы нельзя непосредственно применять классические формулы для определения напряжений и деформаций. В работе [9] предложен метод, учитывающий кручение и изгиб витого пространственного бруса, в котором исходными данными являются экспериментально полученные зависимости технологических параметров пружины – перемещения свободного конца δ и внешнего диаметра D от температуры.

Сдвиговую деформацию во внешнем волокне определяем с учетом кривизны бруса и угла наклона витков [1–3]

$$\gamma = \frac{d(\alpha - \alpha_0)}{2\pi D}, \tag{1}$$

тогда, учитывая связь угла наклона витка с шагом пружины,

$$\gamma = \frac{d}{2\pi D}\left(\operatorname{arctg}\frac{d + \delta/n}{\pi(D-d)} - \operatorname{arctg}\frac{d}{\pi(D_0 - d)}\right), \tag{2}$$

где D_0 – начальный диаметр витка, n – число рабочих витков.

Для определения осевых деформаций, обусловленных действием изгибающего момента, используем за базовую расчетную формулу соотношение, применяемое при изгибе криволинейных стержней для линейно–упругих систем [4]. Осевая деформация для внешнего волокна определится соотношением

$$\varepsilon = \frac{(D-d)d}{(D-d)^2 + \left(\dfrac{d+\delta/n}{\pi}\right)^2} - \frac{(D_0 - d)d}{(D_0 - d)^2 + \left(\dfrac{d}{\pi}\right)^2}. \tag{3}$$

Касательное во внешнем волокне напряжение вычисляли с учетом кривизны витков

$$\tau = k\frac{M_{кр}}{W_p} = k\frac{8P(D-d)}{\pi d^3\sqrt{1+\left(\dfrac{d+\delta/n}{\pi(D-d)}\right)^2}}. \qquad (4)$$

где коэффициент k для внешнего волокна $k = \dfrac{D-d}{D}$.

Нормальные напряжения при изгибе в точках сечения во внешнем волокне, отстоящих на расстоянии $d/2$ от нейтральной линии, определяли выражением

$$\sigma = \frac{M_{изг}}{W_x} = \frac{16P(D-d)\left(\dfrac{d+\delta/n}{\pi(D-d)}\right)}{\pi d^3\sqrt{1+\left(\dfrac{d+\delta/n}{\pi(D-d)}\right)^2}}. \qquad (5)$$

Экспериментальные исследования проводились на пружинах различной жесткости с разным числом рабочих витков. В [10] предлагается для характеристики пружин ввести геометрический параметр жесткости, как величину, независящую от модуля сдвига материала. Результаты расчета термоциклирования под постоянной осевой силой натяжения в координатах ε – γ (рис.1 – 2) показывают, что кривая на этапе охлаждения совпадает с кривой на этапе нагрева. При нагрузках P = 1 – 1,5 Н наблюдается линейная связь между деформациями, с увеличением силы натяжения линейность нарушается, сначала при охлаждении деформации возрастают, начиная с некоторой температуры, сдвиговая продолжает увеличиваться, а осевая уменьшается. При нагревании сдвиговая деформация уменьшается, осевая сначала нарастает, затем уменьшается. Такая сложная взаимосвязь деформаций обусловливает немонотонную траекторию изменения деформаций, зависящую от действующей силы натяжения и жесткости пружины (рис.2).

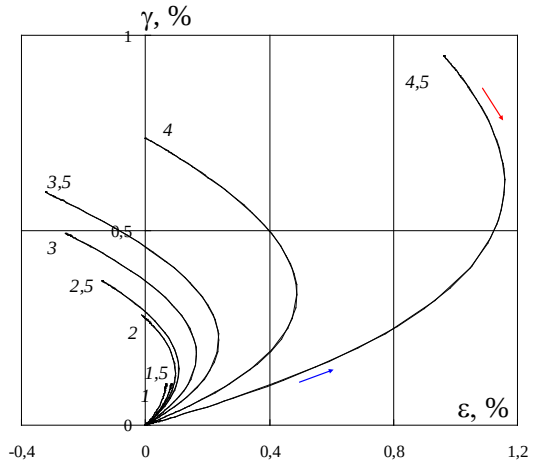


Рис. 1. Траектория деформаций цилиндрической пружины из никелида титана при термоциклировании под постоянной осевой силой натяжения (значения в Н указаны цифрами у кривых)

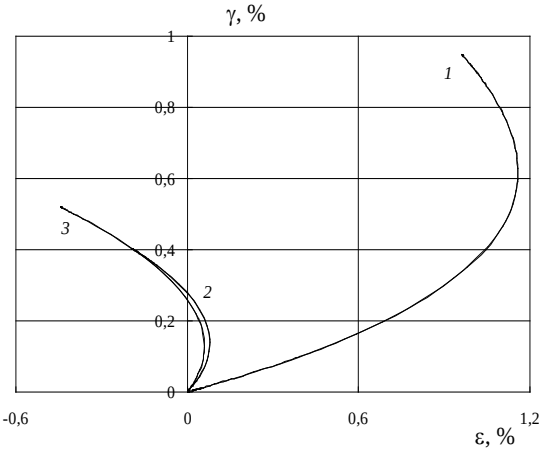


Рис. 2. Траектория деформаций цилиндрических пружин из никелида титана с геометрическим параметром жесткости g = $0{,}46\cdot10^{-8}$ (*1*); $1{,}09\cdot10^{-8}$ (*2*); $1{,}24\cdot10^{-8}$ (*3*) м при термоциклировании под осевой силой натяжения P = 4,5 Н

Кривые напряжений σ – τ (рис. 3) показывают, что на этапе охлаждения под нагрузкой касательное напряжение возрастает, нормальное уменьшается. Кривые при нагреве совпадают с кривыми при охлаждении. Жесткость пружины наряду с осевой силой влияет на зависимость σ – τ (рис. 4).

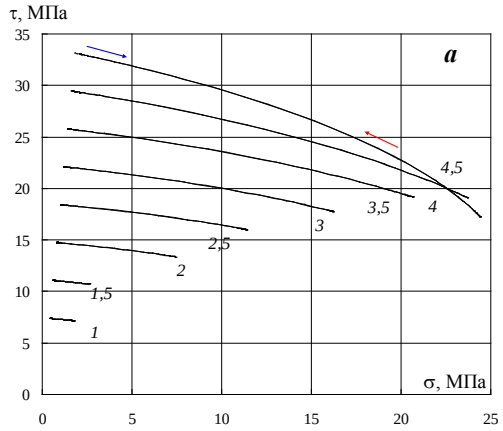


Рис. 3. Изолинии постоянной осевой силы натяжения (значения в Н указаны цифрами у кривых) для цилиндрической пружины из никелида титана при термоциклировании

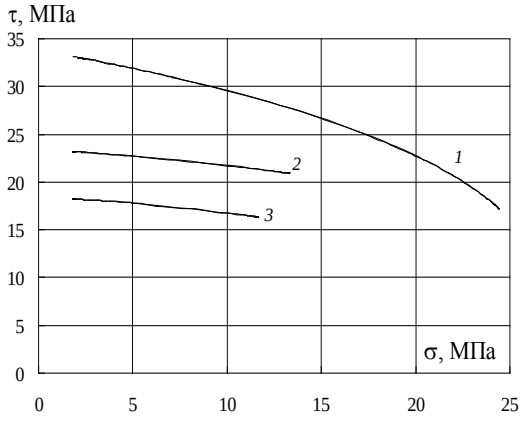


Рис.4. Влияние жесткости цилиндрических пружин из никелида титана с геометрическим параметром жесткости $g = 0{,}46\cdot10^{-8}$ (*1*); $1{,}09\cdot10^{-8}$ (*2*); $1{,}24\cdot10^{-8}$(*3*) м на касательное и нормальное напряжения при термоциклировании под осевой силой натяжения $P = 4{,}5$ Н

Расчеты, проведенные в соответствии с методикой [9], показывают, что при термоциклировании пружины под осевой силой натяжения сложным образом меняется напряженно–деформированное состояние материала.

Список литературы

1. Пономарев С.Д., Андреева Л.Е. Расчет упругих элементов машин и приборов. М.: Машиностроение, 1980. 326 с.
2. Расчеты на прочность в машиностроении / Под ред. С.Д. Пономарева. Т.1. Теоретические основы и экспериментальные методы. Расчеты стержневых элементов конструкций при статической нагрузке. М.: Машгиз. 1956. 884 с.
3. Машиностроение. Энциклопедия. / Ред. совет. К.В. Фролов и др. М.: Машиностроение. 1994. Кн. 1. Динамика и прочность машин. Теория машин и механизмов. 533 с.
4. Феодосьев В.И. Сопротивление материалов / М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана. 1999. 592 с.
5. Haus G., Torok E., Warlimont N. On the reversible martensitic transformations of ordered and disordered Fe_3Pt // Мартенситные превращения: докл. Международной конференции «ICOMAT–77» (16–20 мая 1977) К.: 1978. С. 185–189.
6. Винтайкин Е. З. Константы упругости сплавов марганец–медь // ФММ. 1980. Т. 4, Вып. 9. С. 883-885.
7. Андронов И.Н., Богданов Н.П., Тарсин А.В. Влияние характера термоциклирования и знака нагружения на величину фазовых модулей никелида титана. // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2009. № 4. Т. 75. С. 42–44.
8. Хачин В.Н., Муслов С.А., Пушин В.Г., Чумляков Ю.И. Аномалии упругих свойств монокристаллов TiNi–TiFe // Доклады Академии наук СССР. Техническая физика. 1987. Т. 295, № 3. С. 606 – 609.
9. Андронов И.Н., Демина М.Ю., Полугрудова Л.С. Расчетно–экспериментальный анализ термоциклического деформирования витых пружин из никелида титана // Деформация и разрушение материалов. 2015. № 5. С. 20–27.
10. Демина М.Ю., Андронов И.Н., Полугрудова Л.С. Влияние конструкционных параметров пружины растяжения из никелида титана на деформации и напряжения, реализуемые при термоциклировании через интервалы мартенситных переходов // Деформация и разрушение материалов. № 6, 2015. С.20–24.

ОБРАЗОВАНИЕ ПОЛОС ЛОКАЛИЗОВАННОЙ ДЕФОРМАЦИИ В АЛЮМИНИЙ-МАГНИЕВОМ СПЛАВЕ В РЕЗУЛЬТАТЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ

Шибков А.А., Желтов М.А., Золотов А.Е., Проскуряков К.А., Денисов А.А.

Тамбовский государственный университет имени Г.Р. Державина,
Тамбов, Россия
shibkov@tsu.tmb.ru

Прерывистая деформация сопровождается образованием и распространением полос макролокализованной деформации, которые ухудшают качество поверхности промышленных изделий и могут вызвать внезапное разрушение. Механизмы образования деформационных полос и их влияние на механические свойства сплавов до сих пор являются дискуссионными вопросами [1]. Изучение влияния внешних воздействий на образование деформационных полос и прерывистую деформацию является сравнительно новым направлением исследования механизмов макроскопических пластических неустойчивостей. В работе [2] обнаружено и исследовано явление подавления деформационных полос и упрочнение сплавов системы Al–Mg электрическим током. В настоящей работе исследуется влияние локального воздействия ИК-лазера на полосообразование и прерывистую деформацию алюминий-магниевого сплава АМг6.

Поликристаллические образцы сплава АМг6 (Al–6.03 мас. % Mg–0.5 мас. % Mn) в форме двухсторонних лопаток с размерами рабочей части $6\times3\times0.5$ мм вырезали из листового проката после холодной прокатки (степень обжатия 0.3). Образцы предварительно отжигали в течение часа при температуре 450 °C и закаливали на воздухе. После термообработки размер зерна составил 10 мкм. Растяжение образцов проводили с постоянной скоростью возрастания напряжения $\dot{\sigma}_0 = const$ при комнатной температуре в мягкой деформационной машине, описанной в [3]. Деформацию образца измеряли с помощью триангуляционного датчика положения фирмы Riftec с точностью 1.5 мкм в полосе частот 0-2 кГц, а силовой отклик механической системы машина-образец измеряли с помощью датчика усилия Zemic H3-C3-100kg-3 B с чувствительностью 1.5 мкВ/Н. Источником излучения служил волоконный иттербиевый импульсный ИК-лазер YLP-1-100-50-50-HC-RG с длиной волны λ =1.06 мкм со средней мощностью до 50 Вт. Использовали режим «свободной» генерации в течение 20 мс импульсов излучения длительностью 120 нс с частотой модуляции 70 кГц (время генерации задавалось прямоугольным импульсом тока длительностью 20 мс в режиме внешнего управления лазера). Данный режим будем называть режимом одиночного «импульса» длительностью t_p = 20 мс. Такой режим воздействия является оптимальным для сквозного локального проплавления алюминиевого листа толщиной 0.5 мм и поэтому близок к условиям лазерной сварки

В процессе растяжения образцов с заданной скоростью нагружения $\dot{\sigma}_0 = 0.2$ МПа/с их поверхность подвергали локальному импульсному лазерному воздействию на различных стадиях ступенчатой деформации, как на гладких участках, так и во время развития деформационных скачков. Обнаружено, что на гладком участке диаграммы растяжения сквозное проплавление образца провоцирует зарождение и распространение полосы макролокализованной деформации, которая в свою очередь вызывает развитие макроскопического, амплитудой несколько процентов, скачка деформации на кривой нагружения. В то же время, если момент импульсного лазерного воздействия приходится на фронт деформационного скачка, то сквозное проплавление не оказывает заметного

влияния на форму скачка, структуру силового отклика и пространственно-временное распределение деформационных полос.

Спустя приблизительно 60 мс после сквозного проплавления на расстоянии от него около 1.8 мм через сечение образца начинает распространяться полоса макролокализованной деформации (см. вставку на рис. 1). Как видно из рисунка, полоса зарождается не в окрестности зоны оплавления, а на боковой поверхности образца и в ходе распространения «отражается» от оплавленной зоны. В ходе дальнейшего развития деформационного скачка полосы не подходят к зоне действия лазерного луча на расстояние меньше порядка диаметра зоны оплавления. Это означает, что в кольцевой области размером порядка диаметра зоны оплавления материал упрочняется.

Синхронные записи лазерного триангуляционного датчика положения (кривая 1) и датчика усилия (кривая 2), который регистрирует силовой отклик на развитие деформационного скачка, представлены на рис. 1. Стрелкой отмечен начальный момент лазерного импульсного воздействия. Силовой отклик состоит из последовательности скачков разгрузки амплитудой 3-10 МПа, вызванных по данным видеосъемки со скоростью 500 кадр/с, с зарождением и распространением полос деформации.

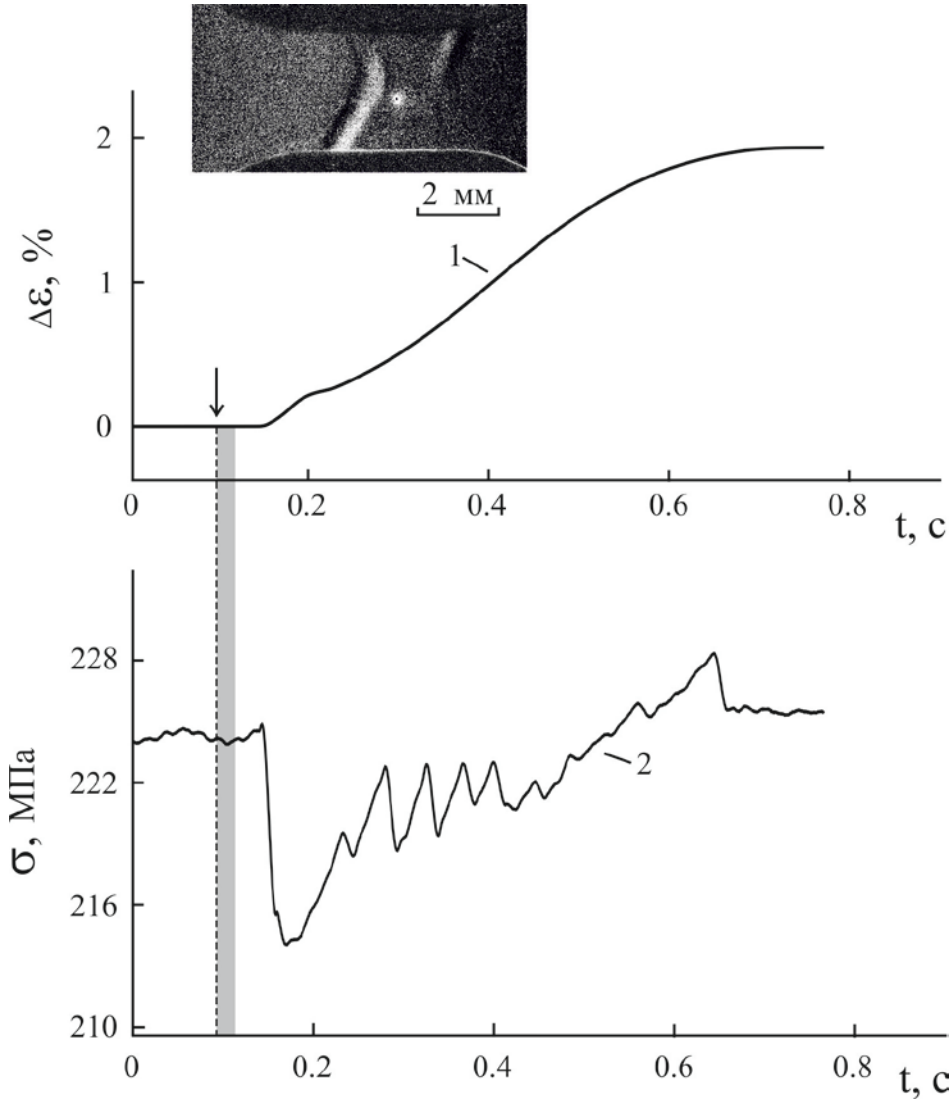


Рис. 1. Временная зависимость деформации $\Delta\varepsilon$ (1) и напряжения σ (2) в ходе развития скачка деформации, инициированного лазерным импульсом. Начальный момент лазерного воздействия отмечен стрелкой. Вертикальной серой полосой обозначен временной интервал воздействия лазерного импульса длительностью t_p = 20 мс.

Как следует из анализа данных, представленных на рис. 1, импульс лазерного излучения, воздействующий на гладкий (без скачков) участок диаграммы растяжения вызывает зарождение и распространение деформационной полосы, которая является в свою очередь триггером развития деформационного скачка − ступени амплитудой $\Delta\varepsilon_m \approx 2$ % на диаграмме растяжения (кривая 1 на рис. 1). Полоса всегда зарождается от источника на боковой поверхности поликристаллического плоского образца и первоначально распространяется в плоскости максимальных касательных напряжений. Поверхностный дислокационный источник срабатывает, видимо, в результате действия термоупругих напряжений, обусловленных достижением боковой поверхности тепловой «волны» от очага лазерного воздействия. Действительно, за время t_0 между началом лазерного воздействия на поверхность металла и срабатыванием источника деформационной полосы по данным видеосъемки составляет $t_0 \approx 66$ мс. За это время фронт тепловой «волны» проходит дистанцию ≈ 1.68 мм, сравнимую с расстоянием между тепловым «пятном» и источником полосы, около 1.8 мм. Далее полоса движется под углом около 60° к оси растяжения по направлению к очагу воздействия и «отражается» от области сжатия размером около 150-200 мкм. Развитие первичной полосы деформации сопровождается развитием первого скачка разгрузки амплитудой $\Delta\sigma \approx 10$ МПа в структуре силового отклика на развитие скачка деформации на кривой растяжения (рис. 1, кривая 2). Отметим, что размер зоны вокруг кратера от которой отражается деформационная полоса сопоставима с размером области упрочненного материала $r \approx (2-3)r_0$ по данным измерения микротвердости и структурных исследований [4] в различных металлах и сплавах. Отметим, что при плотности потока $F \leq 10^5$ Вт/см^2 сквозного проплавления не происходит; на внешней поверхности образуется кратер со следами оплавления, который однако также провоцирует образование полос в деформируемом образце. И наконец, при $F \leq 10^4$ Вт/см^2 лазерный импульс не оказывает заметного влияния на полосообразование и прерывистую деформацию сплава АМг6.

Таким образом, локальное воздействие лазерного импульса ИК излучения длительностью 20 мс, и плотностью потока $> 10^5$ Вт/см^2, вызывающее сквозное проплавление плоского образца, провоцирует зарождение полосы деформации и последующее развитие макроскопического, амплитудой несколько процентов скачка деформации продолжительностью около 0.5 с. Следовательно, нагрев локальной области образца импульсным лазерным излучением является лишь триггером деформационного скачка, который затем развивается за счет релаксации внутренних напряжений, накопленных в материале на гладком участке кривой растяжения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 15-12-00035)

Список литературы

1. Estrin Y., Kubin L.P. / Continuum models for materials with microstructure. Edited by H.-B. Muhlhaus. New-York: Wiley & Sons. 1995. P. 395.
2. Shibkov A.A., Denisov A.A., Zheltov M.A. et al. // Mater. Sci. Eng. A. 2014. 610. P. 338.
3. Шибков А.А., Лебедкин М.А., Желтов М.А. и др. // Завод. лабор. 2005. Т. 71. N 7. С. 20.
4. Миркин Л.И. Физические основы обработки материалов лучами лазера. М.: МГУ, 1975. 384 с.

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ДИНАМИКА И УПРОЧНЕНИЕ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОЛИМЕРОВ

Жиженков В.В., Горшкова И.А., Квачадзе Н.Г, Савицкий А.В.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
Санкт-Петербург, Российская Федерация
v.zhizhenkov@mail.ioffe.ru

Лиотропные и термотропные жидкокристаллические (ЖК) полимеры интенсивно используют при создании современных конструкционных материалов с уникальными прочностными, механическими и теплофизическими свойствами [1].

В статье обсуждается роль крупномасштабного (квазисегментального) молекулярного движения жесткоцепных макромолекул в процессах упрочнения и самоорганизации жидкокристаллических (ЖК) полимерных волокон.

Упрочнение полимеров обычно достигается путём создания в них такой структуры, которая обеспечивает более равномерное распределение внешней нагрузки по макромолекулам. Для гибкоцепных полимеров основной способ упрочнения – это ориентационная вытяжка при повышенных температурах, выше температуры стеклования [2]. Перестроение в системе вдоль направления внешней растягивающей силы обеспечивает тепловое крупномасштабное сегментальное движение гибких макромолекул. Возникающая при этом параллельная укладка цепей фиксируется при понижении температуры за счёт стеклования и кристаллизации.

Для жидкокристаллических (ЖК) полимеров крупномасштабное движение макромолекул также играет важную роль в структурных перестроениях, приводящих к упрочнению волокон. Но в этом случае характер движения жёстких цепей в мезофазе существенно отличен от конформационного сегментального движения гибких макромолекул. Для формирования ЖК полимерных волокон, как и для гибкоцепных полимеров, используют фильерную вытяжку, после которой волокна могут быть получены в ориентированном состоянии с фактором ориентации близким к 0,9 [3]. Специальная термическая обработка (отжиг) таких «исходных» волокон может увеличить их разрывную прочность в несколько раз, при этом возрастает энергия активации разрушения [4]. Для некоторых полимеров это показано в таблице.

Полимер	До отжига		После отжига		Тип ЖК
	σ, ГПа	$U_{0,\ ккал/моль}$	σ, ГПа	$U_{0,\ ккал/моль}$	
Вектра А-950	1,3	31	2,8	42	термотропный
Поли-n- фенилтерефталат	1,0	29	3,0	53	
Полиамидобензимидазол	1,7	31	3,6	58	лиотропный
Поли-n-бензамид	1,4	45	1,8	56	

Отжиг проводят, как правило, вблизи температуры термотропного перехода исходного волокна, то есть в ЖК состоянии (области существования мезофазы). ЖК-расплав в ориентированных волокнах термотропных полимеров проявляет свойства, как твёрдого тела, так и жидкости, он сохраняет высокую анизотропию, структурную и динамическую. Если в низкомолекулярных жидких кристаллах переход твёрдое состояние – ЖК-расплав происходит в очень узком интервале температур — это фазовый переход первого рода [5], то в ЖК полимерах плавление растянуто по температурной шкале, что характерно для высокомолекулярных соединений [6].

Присущий ЖК состоянию дуализм (твердое тело – жидкость) четко проявляется в ПМР спектрах: спектры широкие, что характерно для твердого тела, но их «тонкая структура» отражает химическое строение макромолекул. Расшифровка тонкой структуры позволила сделать ряд количественных оценок кооперативной «квазисегментальной» подвижности цепей в мезофазе.

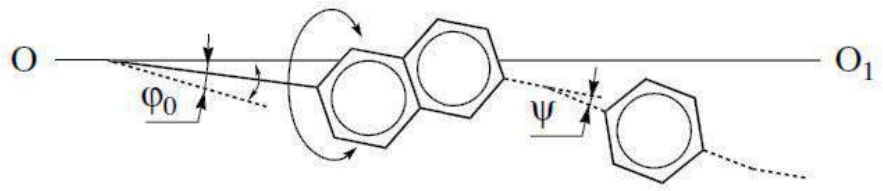


Рис. 1. Модель движения фрагмента цепи полимера Вектра в мезофазе

Показано, что эти объекты при высоких температурах могут находиться в состоянии ориентированного ЖК-расплава, в котором макромолекулы остаются распрямлёнными, но совершают высокочастотные изгибные движения, не выходя при этом за пределы виртуальной трубки диаметром около 2 нм.

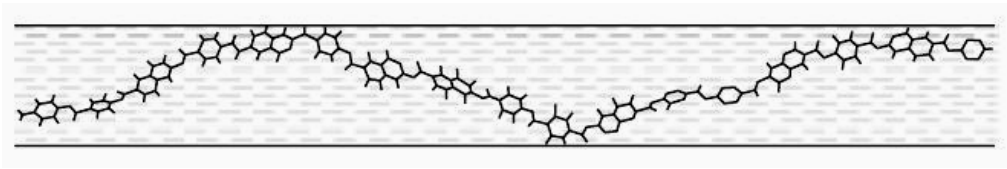


Рис. 2. Модель квазисегментального движения макромолекулы

Такое крупномасштабное движение было названо «квазисегментальным». В результате квазисегментального движения цепи могут за время отжига продвигаться в продольном направлении (рептировать) на значительные расстояния. Именно рептация способствует спонтанной самоорганизации и, как следствие, упрочнению ЖК полимерных волокон при термообработке.

В лиотропных полимерах скелетная жесткость цепей настолько высока, что переход ЖК расплав лежит выше температуры разложения макромолекул, однако и в этих полимерах квазисегментальное движение также проявляется и приводит к заметному улучшению ориентации цепей и упрочнению волокна в процессе термообработки.

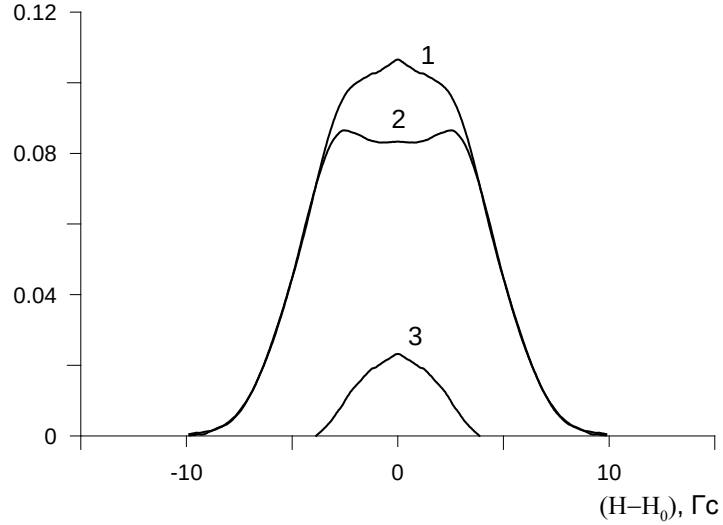


Рис. 3. ЯМР спектры волокон армос при температуре 20 °С. (1) – исходное волокно, (2) – термообработанное волокно, (3) – разность спектров (1) и (2) – соответствует разуплотненным областям полимера. Волокна ориентированы параллельно магнитному полю.

В спектрах ПМР исходных свежесформованных волокон ароматических полиамидов зарегистрирована компонента, связанная с «рыхлыми» разориентированными областями полимера, доля которых составляет около 10%. После отжига ориентация цепей в

волокне возрастает, а дефектные микрообласти залечиваются, например, по схеме предложенной в [14].

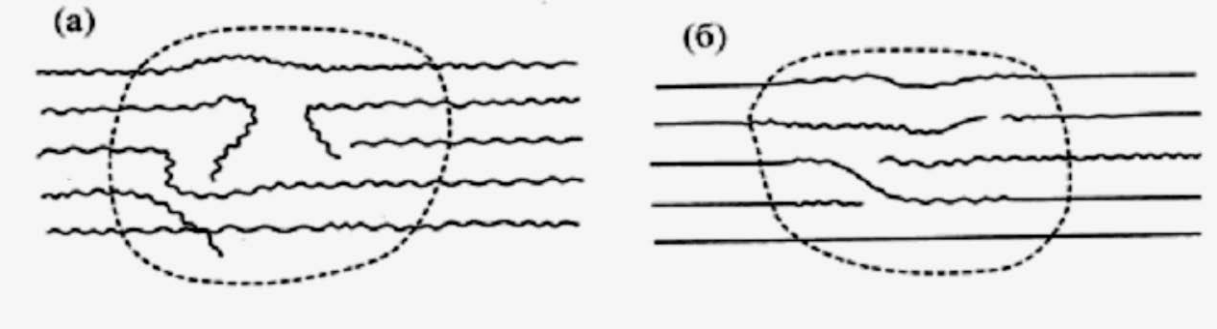


Рис.4. Схема «залечивания» рыхлых (дефектных) микрообластей в полиарамидных волокнах при термообработке

В процессе термообработки ослабевает квазисегментальное движение макромолекул, увеличивается доля динамически жестких областей, которая в некоторых случаях может быть определена при анализе ЯМР спектров. Мы полагаем, что упрочнение ЖК полимеров при термообработке следует связывать с появлением жестких микрообластей, которые образуют своеобразный каркас, из-за чего внешнюю нагрузку воспринимают не отдельные отрезки цепей, а микроблоки, в которых ослабленные (дефектные) связи оказываются зашунтированными.

Работа отражает один из этапов систематических исследований квазисегментального движения жёстких макромолекул в ЖК-состоянии, проводимых в течение последних нескольких лет с помощью метода ядерного магнитного резонанса (ЯМР) широких линий (резонирующие ядра – протоны) [7-13].

Список литературы

1. Высокопрочные и высокомодульные полимерные волокна /Пахомов П.М. и др. Тверь, 2012. 328 с.
2. В.А. Марихин, Л.П. Мясникова. Надмолекулярная структура полимеров. Химия, Л. 1977. 237 с.
3. R.A. Allen, I. M. Ward. // Polymer **32**, 2, 202 (1991).
4. А.В. Савицкий, И.А. Горшкова. // Физика твердого тела. 2006. Т.48, № 1, 74.
5. Физический энциклопедический словарь. Советская Энциклопедия, М. 1962, Т. **2**, С. 14.
6. Н.А. Платэ, В.Г. Куличихин, Е.М. Антипов. // Высокомолекулярные соединения. 1993. Т. А35. №11. С. 1743.
7. Е.А. Егоров, В.В. Жиженков. // Высокомолекулярные соединения. 2002. Т. 44А, 7, 1119.
8. Е.А. Егоров, В.В. Жиженков // Высокомолекулярные соединения. 2004. Т. 46Б. №11. С. 1965.
9. Е.А. Егоров, В.В. Жиженков, И.А. Горшкова, А.В. Савицкий // Высокомолекулярные соединения, 2004. Т.46А. № 8. С. 1312-1321.
10. Е.А. Егоров, В.В. Жиженков // Физика твердого тела. 2005. Т. 47, № 5. С. 914.
11. Э.Ф. Олейник и др. // Высокомолекулярные соединения, 2009, Т. 51, № 11, с. 2071.
12. В.В. Жиженков, Е.А. Егоров, Н.Г. Квачадзе. Сб. Физико-химия полимеров. Синтез, свойства и применение. ТвГУ, 2011, т.17, 3-8.
13. В.В. Жиженков, Н.Г. Квачадзе, И.А. Горшкова, Э.Е. Томашевский. Сб. Физико-химия полимеров. Синтез, свойства и применение. ТвГУ, 2014, т.20, 3-8.
14. Е. А. Егоров, М. Н. Шустер, В. В. Жиженков, И. П. Добровольская // Высокомолекулярные соединения, 1996. Т. 38А, №2, 246-251.

МЕХАНИЗМЫ ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ В ПРИРОДНЫХ МАТЕРИАЛАХ С РАЗВИТОЙ ИЕРАРХИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ

Зайцев Д.В., Панфилов П.Е.

Уральский Федеральный Университет,
Институт естественных наук, Россия, Екатеринбург,
dmitry.zaytsev@urfu.ru
peter.panfilov@urfu.ru

Природные материалы обладают высокими специализированными прочностными свойствами, которые достигаются за счет их многоуровневой структуры. Дентин и эмаль зубов человека являются примером таких материалов. Твердые ткани зубов принято рассматривать, как развитые иерархические биокомпозиты. В микроструктуре дентина выделяют три структурных уровня. Первый/микроуровень – кристаллы гидроксиапатита кальция, размером 20–50 нм, заполняющие пространство между коллагеновыми волокнами и одиночные коллагеновые волокна, диаметром ~ 100 нм. Второй/мезоскопический – сетка из коллагеновых волокон, ориентированная преимущественно перпендикулярно дентинным каналам, а третий дентинные каналы, диаметром 3–5 мкм, окруженные высоминерализованной оболочкой и располагающиеся на расстоянии ~ 10 мкм друг от друга (рис. 1). В микроструктуре эмали выделяют до 7 структурных уровней, но классическим считается разделение микроструктуры также на три уровня. Первый – это кристаллы гидроксиапатита кальция палочковидной формы связанные друг с другом органическим энамелином, составляющих стержень и лежащих преимущественно вдоль его оси. Второй структурный уровень это одиночный эмалевый стержень. Третий уровень образуют параллельно расположенные эмалевые стержни, которые волнообразно простираются от границы соединения дентина с эмалью до внешнего слоя эмали (рис. 1).

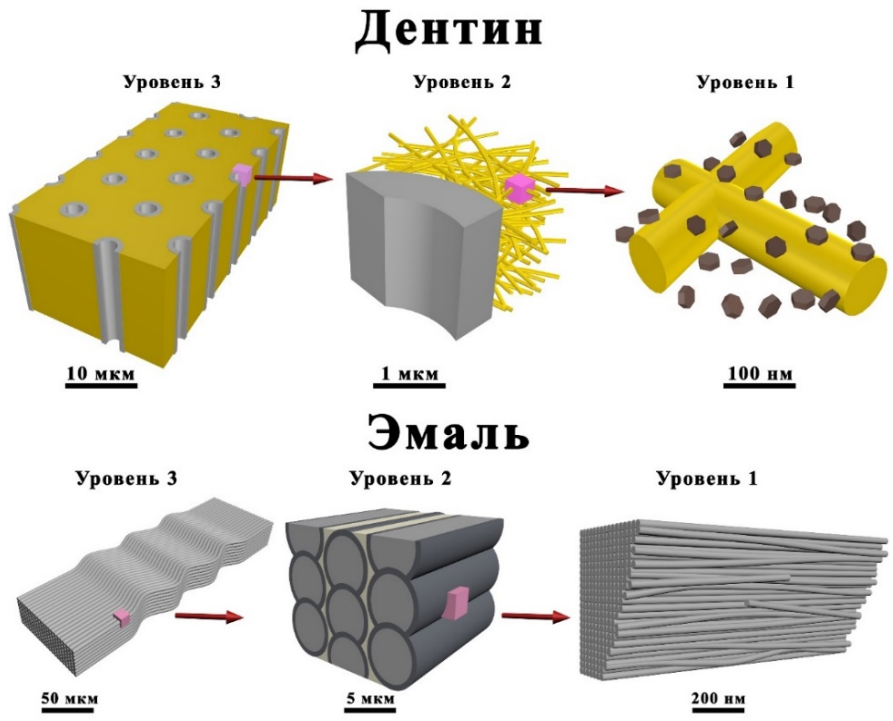


Рис. 1. Схематическое изображение микроструктуры дентина и эмали

Целью представленной работы было изучение взаимосвязи между микроструктурой и прочностными свойствами дентина и эмали для определения физических механизмов деформации. Для чего было необходимо детально изучить прочностные свойства дентина и эмали, а также аттестовать их микроструктуру в деформированном состоянии. Несмотря на большую практическую и социальную значимость проблемы прочности твердых тканей зубов и большого количества опубликованных работ, по этой теме начиная с конца XIX века (Black (1895)), достоверных механических характеристик получено не было. Данное обстоятельство связано со сложностями изготовления образцов для механических испытаний на макроскопических схемах деформации, таких как сжатие, изгиб и растяжение. Механические испытания на одноосное сжатие, трехточечный изгиб, диаметральное сжатие/непрямое растяжение и сдвиг проводили на разрывной машине Shimadzu AG-X 50kN. Распиловку зубов производили с помощью высокоскоростной алмазной пилы с водным охлаждением образцов. После распиловки, поверхности образцов обрабатывались на шкурках для удаления поврежденного поверхностного слоя, появляющегося после резки алмазной пилой, и придания образцам точной геометрии.

Испытания на сжатие показали, что дентин человека при сжатии ведет себя, как упруго – пластичное твердое тело. На деформационной кривой дентина, наблюдался линейный и продолжительный нелинейный участок (рис. 2). Форма деформационной кривой эмали отличается от дентина (рис. 2). При сопоставимой с дентином прочности, эмаль была менее деформируема. Следовательно, дентин способен к высокой упругой и значительной необратимой деформации. Эмаль выдерживает значительную упругую деформацию при сопоставимой с дентином прочности [1,2].

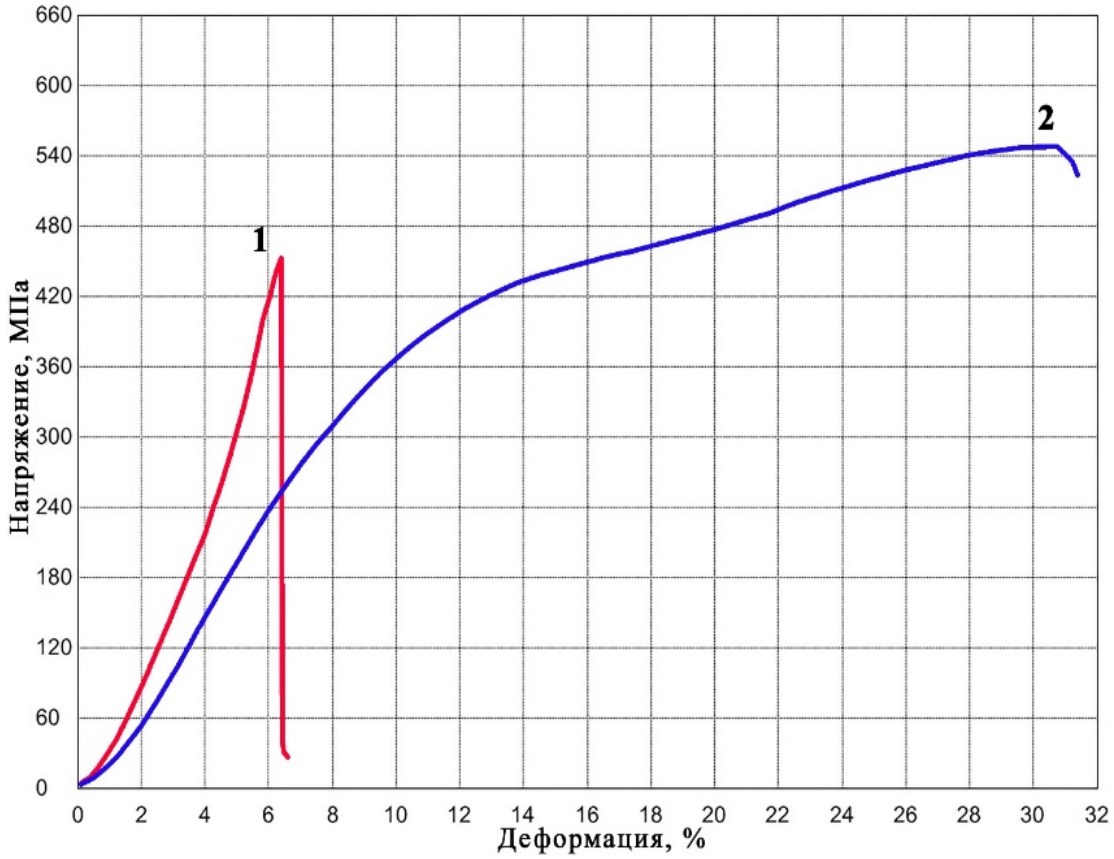
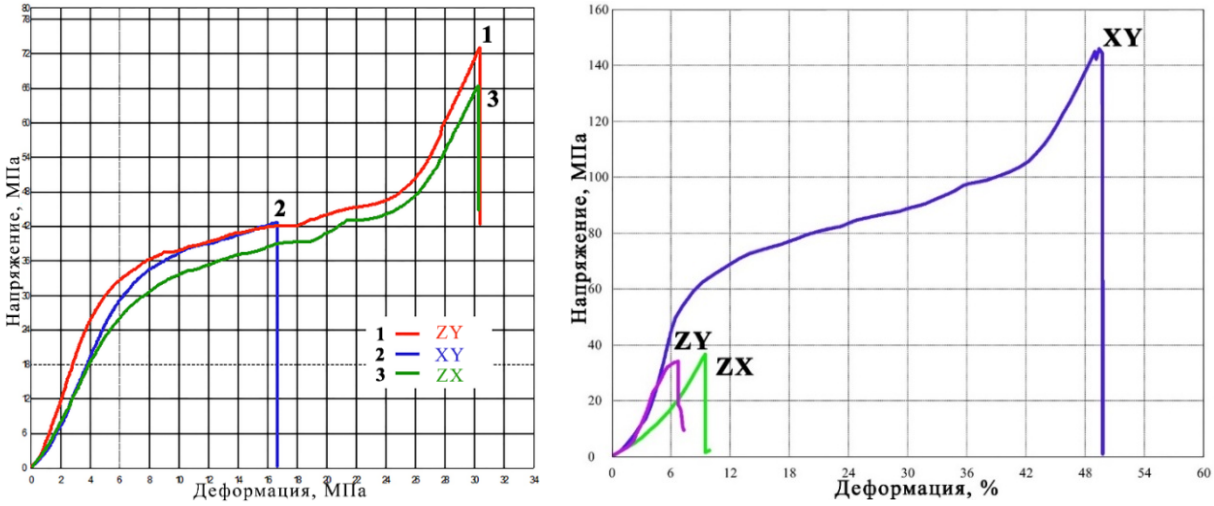


Рис. 2. Деформационные кривые при сжатии:
кривая 1 – эмаль; кривая 2 – дентин

При испытаниях на сдвиг было показано, что дентин и эмаль являются анизотропными материалами, но, несмотря на это их можно рассматривать, как изотропные до 17% и 5% деформации сдвига, соответственно (рис. 3). Плоскость перпендикулярная дентинным каналам является легкой для разрушения, тогда как в эмали плоскость перпендикулярная стержням является трудной для разрушения. Необратимая деформация в эмали реализуется, только тогда, когда нагрузка прикладывается перпендикулярно эмалевым стержням, при изгибе эмалевых стержней, за счет сцепления между собой палочковидных кристаллов [3,4].



а *б*

Рис. 3. Деформационные кривые при сдвиге: *а* – дентина; *б* – эмали

Низкотемпературные испытания дентина на сжатие и растяжение показали, что необратимая деформация в дентине обеспечивается за счет органической фазы и пористости межтрубочкового дентина. При этом при растяжении основной вклад вносит органическая фаза, а при сжатии пористость. [5,6].

Работа выполнена при поддержке РНФ №15-19-10007.

Список литературы

1. Zaytsev D. Correction of some mechanical characteristics of human dentin under compression considering the shape effect//Materials Science and Engineering C -2015 vol. 49, pp.101-105.
2. Zaytsev D. Mechanical properties of human enamel under compression: On the feature of calculations// Materials Science and Engineering C -2016, vol. 62, pp. 518-523.
3. Zaytsev D., Ivashov A.S., Panfilov P. Anisotropy of the mechanical properties of human dentin under shear testing//Materials Letters -2015, vol. 138, pp.219-221.
4. Zaytsev D., Panfilov P. Anisotropy of the mechanical properties of human dental enamel// Materials Letters -2015, vol. 159, pp.428-431.
5. Zaytsev D., Panfilov P. Influences of the sample shape and compression temperature on the deformation behavior and mechanical properties of human dentin// Materials Science and Engineering C -2014 vol. 43, p. 607–613.
6. Zaytsev D., Panfilov P. Deformation behavior of human dentin in liquid nitrogen: A diametral compression test// Materials Science and Engineering C -2014 vol. 42, p. 48-51.

ИЗМЕНЕНИЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ СВОЙСТВ СПЛАВОВ С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ ВО ВРЕМЕНИ

Евард М.Е., Остропико Е.С., Разов А.И.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург
m.evard@spbu.ru, es-ostropiko@mail.ru, razov@smel.math.spbu.ru

Устройства, использующие сплавы с эффектом памяти формы (ЭПФ), а также широкий потенциал возможных применений, требуют гарантии надежности и стабильности во времени. Однако вопросу влияния временного фактора на различные функционально-механические свойства материалов с ЭПФ много внимания не уделялось, было проведено лишь небольшое количество исследований влияния времени на температуры срабатывания и работоспособность устройств на основе материалов с эффектом памяти формы [1-4].

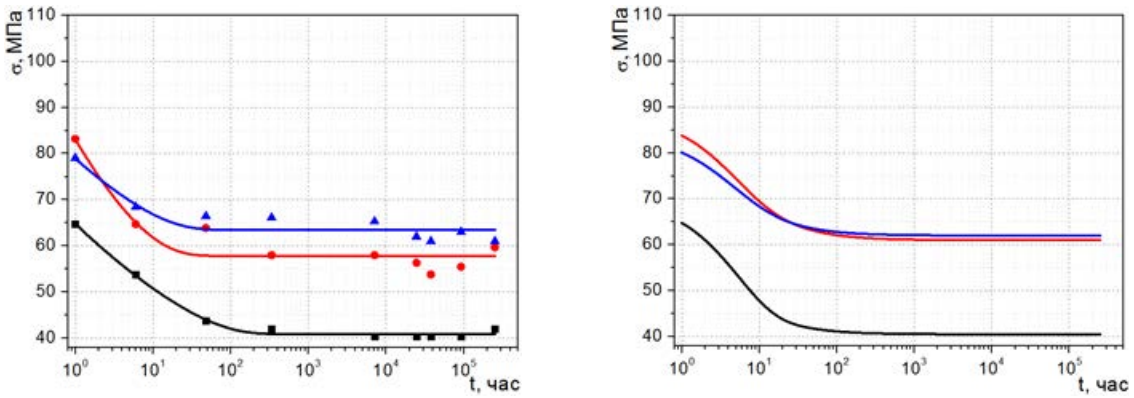
В данной работе рассмотрено влияние длительной выдержки на реактивные напряжения, развиваемые сплавами с ЭПФ в термомеханических соединениях (ТМС). Исследования проводили на различных макетах ТМС. Первый макет представлял собой муфты из низкотемпературного (температура начала обратного мартенситного превращения $A_н$ = 143 К) сплава CuZnAl, собранные на сплошные стальные цилиндры диаметром 13,7 мм. Исходный внутренний диаметр всех муфт составлял 13,6 мм, длина – 30 мм. Наружные диаметры муфт составляли 16,5, 17,0, 17,5, 18,0, 19,0 и 20,0 мм. Муфты деформировали в жидком азоте дорном диаметром 14 мм, свободно надевали на стальные цилиндры и нагревали до комнатной температуры. Далее, с течением времени, проводили испытания на сдвиг муфт по стержням. Кроме того, в упругом приближении был выполнен расчет сил страгивания муфт (табл. 1.). Силу страгивания, равную по модулю силе трения покоя, рассчитывали по формуле: $P=2f\sigma\pi rh$, где σ – давление на контактной поверхности, r – радиус контактной поверхности, h – высота муфты, f – коэффициент трения. Контактное давление (радиальное напряжение на границе контакта муфты и стержня) рассчитывали по формуле: $\sigma = \frac{\delta}{\frac{2r}{E_1}(1-\mu_1)+\frac{2r}{E_2}\left(\frac{R^2}{R^2-r^2}+\mu_2\right)}$, где δ – натяг, E_1, μ_1, E_2, μ_2 – модули Юнга и коэффициенты Пуассона стержня и муфты соответственно, R – внешний диаметр муфты.

Таблица 1. Расчетные и экспериментальные (через 1 час после сборки) значения силы страгивания муфт

Внешний диаметр муфты, мм		16,5	17	17,5	18	19	20
Сила страгивания	Расчет, Н	7227	8816	9866	9384	10878	13947
	Эксперимент, Н	7700	9900	9400	9400	8200	12000

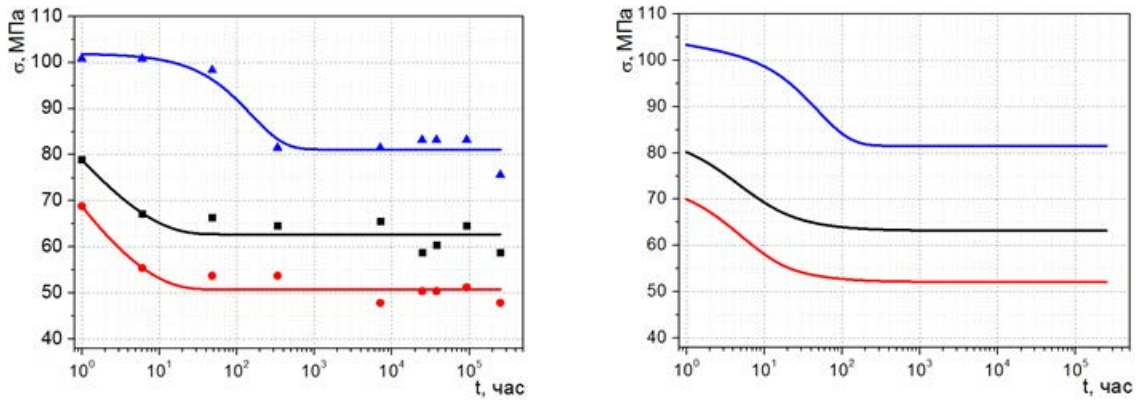
Как видно из таблицы, расчет достаточно хорошо совпадает с экспериментом. На основании накопленного массива экспериментальных данных по изменению усилий сдвига муфт в макетах ТМС во времени [5] была предпринята попытка описать изменение реактивных напряжений теоретически. В рамках предположения, что кривая релаксации делится на два участка с различными механизмами релаксации, общая формула имеет вид [6]: $\sigma = \sigma_1 - (\sigma' - \sigma_2)$, где $\sigma_1 = \sigma_0 e^{-kt/1+pt}$ – напряжения в момент первого этапа релаксации, вызванной межзеренными процессами, $\sigma_2 = \sigma_f + (\sigma_0 - \sigma_f)\frac{\sigma'}{\sigma_0}e^{-t/t_0}$ – напряжения на втором этапе релаксации, вызванной внутрезеренными процессами, σ_0 – начальное напряжение, σ_f – предел релаксации, t_0 – время начала второго этапа, σ' - напряжение в начале второго этапа релаксации, k, p – коэффициенты, которые выбираются в зависимости от материала, и условий процесса релаксации.

На рис. 1, 2 приведены экспериментальные и расчетные зависимости напряжений на контактной поверхности макета ТМС от времени.



а *б*

Рис.1. Зависимость напряжения на контактной поверхности макета ТМС от времени: экспоненциальное приближение экспериментальных значений (*а*), расчет (*б*)
Внешний диаметр муфт: 16,5 (■),17 (●) и 17,5 мм (▲)



а *б*

Рис.2. Зависимость напряжения на контактной поверхности макета ТМС от времени: экспоненциальное приближение экспериментальных значений (*а*), расчет (*б*)
Внешний диаметр муфт: 18 (■),19 (●) и 20 мм (▲)

Видно, что поведение муфт из сплава CuZnAl хорошо описывается в рамках общепринятых гипотез. Наблюдается абсолютно естественная релаксация напряжений. Наиболее интенсивная релаксация наблюдается в первые 10–30 часов. Со временем значения напряжений приблизились к пределу релаксации и остаются практически равными ему спустя почти 30 лет. Стоит отметить, что напряжения во всех образцах понизились примерно на 20–25 МПа вне зависимости от размера, но сплав сохраняет существенные напряжения (до 80% от первоначального) на протяжении многих лет. Таким образом, термомеханические соединения с муфтами из сплава CuZnAl могут быть использованы как обычные соединения с натягом с той лишь разницей, что эффект памяти формы облегчает процесс формирования соединения непосредственно в момент сборки.

Во втором типе макетов использовались муфты разной высоты из криогенного сплава на основе TiNi (ТН-1К), с внутренним диаметром 19,3 мм. Муфты подвергали дорнованию при 77К, до диаметра 20 мм, затем их собирали со сплошными стальными стержнями диаметром 19,8 мм как термомеханическое соединение. измеряли усилия, необходимые для страгивания муфт по поверхности цилиндров. Результаты приведены в табл. 2.

Третий тип макетов – ТМС с муфтами из сплава ТН-1К с внутренним диаметром 19,8 мм и высотой 20 мм, собранными со сплошными стержнями из различных материалов. Диаметр стержней – 20,4 мм. Муфты дорновали при 77К до диаметра 21,15 мм. Ре-

активные напряжения генерировались за счет недовозврата 2,8 % деформации. Усилия страгивания муфт приведены в таблице 3.

Таблица 2. Сдвиговые усилия для муфт различной высоты

Высота муфты, мм	Усилие через 1 час, Н	Усилие через 1000 ч, Н	Усилие через 30 лет, Н
5	3950	6700	9700
10	13000	16000	28300
35	43050	63000	66500

Таблица 3. Сдвиговые усилия для муфт, собранных на стержнях из различных материалов

Материал стержня	Усилие после сборки, Н	Усилие через 30 лет, Н
Алюминий	24700	31700
Латунь	23600	32650
Сталь 3	27800	35800
Сталь 12Х18Н10Т	23200	22500

Анализ результатов позволяет сделать вывод, что реактивные напряжения в муфтах ТМС из никелида титана не релаксируют, а учитывая, что сплав TiNi в аустенитном состоянии почти не подвержен ползучести, повышение сил страгивания следует отнести к поведению материала стержней. Муфты вследствие ползучести «выдавливают» материал податливых стержней, что приводит с течением времени к возникновению дополнительных препятствий, которые необходимо преодолеть при страгивании муфты, и, следовательно, к увеличению силы страгивания. В случае ТМС с нержавеющей сталью сдвиговое усилие осталось, в отличие от предыдущих, на том же уровне, что пока не нашло объяснения. Таким образом, можно заключить, что в термомеханических соединениях с использованием никелида титана бо̀льшую роль играет ползучесть материала соединяемых элементов, а не муфт, и именно ее необходимо учитывать при проектировании.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант №16-08-00135.

Список литературы

1. Разов А.И., Тарасов А.В. Изменение во времени некоторых свойств сплавов с ЭПФ для термомеханических соединений // Матер. сем. «Материалы с новыми функциональными свойствами». – Новгород - Боровичи, 1990. – С.111-114.
2. Бородина В.И., Бочков В.С., Злотников М.М., Разов А.И., Тарасов А.В. Влияние временных факторов на термомеханические соединения 17т32 // Матер. XXVI Межреспубл. сем. «Актуальные проблемы прочности». – СПб, 1992. – С.124-125.
3. Хмелевская И.Ю., Лагунова М.И., Прокошкин С.Д., Капуткина Л.М. Исследование обратимого эффекта запоминания формы в термически и термомеханически обработанных сплавах на основе Ti-Ni // ФММ. – 1994. – Т.78, Вып.1. – С.83-88.
4. Хусаинов М.А., Бондарев А.Б., Малухина О.А., Маркина Н.В. Работоспособность сферических сегментов после вылеживания в различных климатических условиях // Вестник НовГУ. 2013. № 73, Т. 2. С.120-126.
5. Остропико Е.С., Разов А.И. Влияние фактора времени на реактивные напряжения и обратимую память формы // Сб. матер. Всеросс. научн. конф. с междунар. участием «Механика композиционных материалов и конструкций, сложных и гетерогенных сред». – Москва, 2015. – С. 236-238
6. Гинцбург Я.С. Релаксация напряжений в металлах // Машгиз, 1957 – 170с.

ВЛИЯНИЕ БОЛЬШОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ МЕДИ М1

Землякова Н.В.

Институт проблем машиностроения
Российской академии наук, Нижний Новгород, Россия
serti222@yandex.ru

В работе изучали изменение микроструктуры, упругие, механические свойства, теплоемкость и энтальпию меди М 1 крупнозернистого (30х50 мкм) и ультрамелкозернистого (0,3– 0,7 мкм) состояния. Из опубликованных работ по данной тематике остается не ясным эволюция структуры на макро, мезо и микроуровнях [1– 10]. Для получения крупнокристаллической структуры проводили отжиг при температуре 600ºС выдержкой 1 час. Большая пластическая деформация проводилась методом РКУ за 5 и 8 проходов по маршруту Вс [1,2]. Микроструктуру образцов исследовали на специально подготовленных шлифах после селективного травления с помощью оптического микроскопа Neophot - 32 и СЭМ TESCAN Vega II. Изменение удельной изобарической теплоемкости и энтальпии при нагреве анализировали по термограммам. Для этого отожженные и РКУП обработанные образцы, непрерывно нагревали в печи калориметра со скоростью 40º/мин до температуры 550ºС в атмосфере аргона на установке NETZSCH DSC 204 F1 Phoenix, погрешность метода составила ~ 3%. Упругие свойства определяли на образцах после 8 проходов эхо - импульсным методом на установке, состоящей из генератора, зондирующих сигналов, высокочастотного усилителя, цифрового осциллографа PC SCOPE 1000VS и ПК. Центральная частота пьезоэлектрических преобразователей составляла ~ 5 МГц. Перед исследованием образец разделяли на 4 зоны по 10 мм каждая на двух перпендикулярно расположенных гранях. Модули сдвига вычисляли по формуле для скорости упругих волн. Результаты исследований микроструктуры представлены на рис.1, *а-б* и 2, *д-ж*.

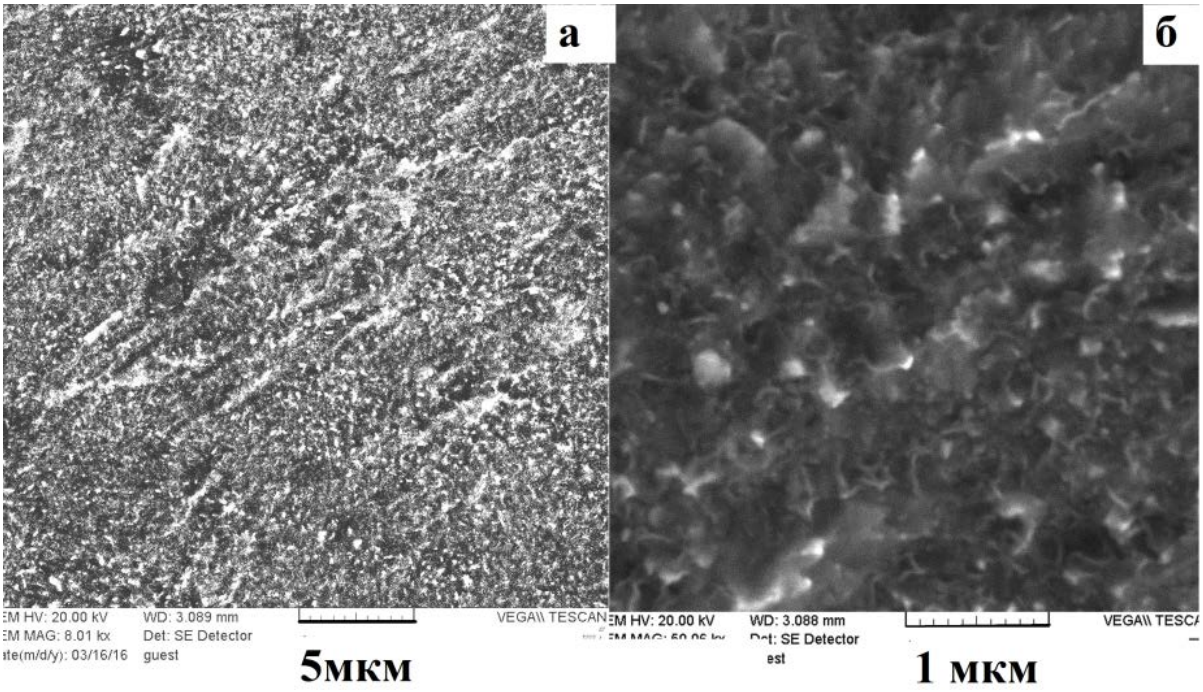


Рис.1. Микроструктура меди после 8 проходов РКУП

Металлографический анализ показал, что после нагрева и выдержки образцов при температуре отжига 600ºС структура представляет зерна двойников отжига размерами (20 х 50) мμ и субзерен размерами менее 1 мμ (рис.1, с) такие результаты получены в работе [3].

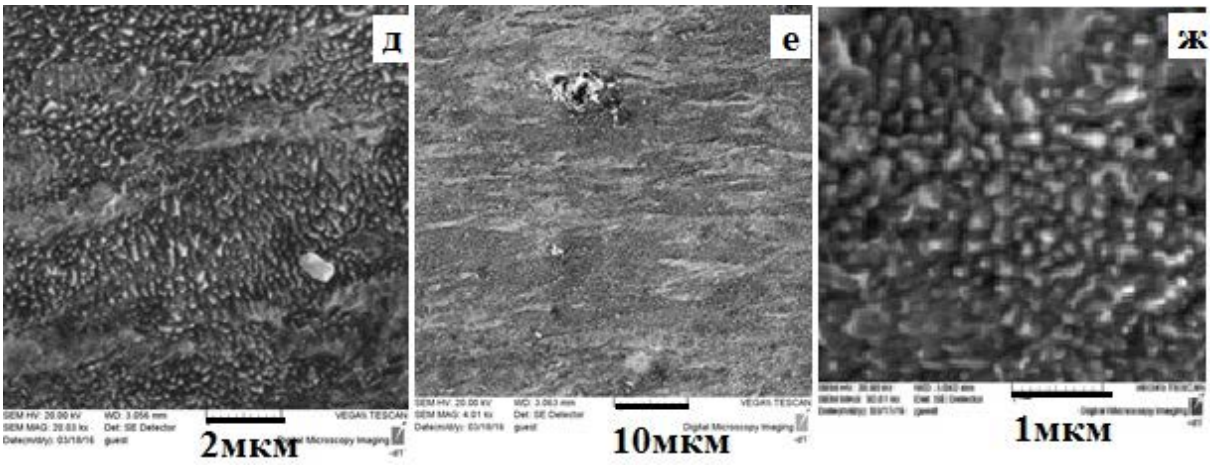


Рис. 2. Микроструктура меди после 5 проходов РКУП

После 5 проходов макроструктура представляет: полосы-фрагменты шириной 2 мкм, которые занимают до 30% от общей площади (рис.2, *д,е*). Микроструктура носит смешанный характер: равноосные фрагменты размерами до 5 мкм, анизотропные субзерна фрагменты размерами 5х2 мμ и субзерна размерами 0,35– 0,7 мμ, а также ячейки размером 0,05х0,5 мкм (рис.2, *д-ж*).

После 8 проходов макроструктура остается неоднородной в продольном направлении и преимущественно состоит из фрагментированных полос шириной до 1 мкм (рис.1,*а*). Микроструктура носит зеренно–субзеренный характер. В поперечном для деформации направлении видны зерна и субзерна размерами 1–5 мкм и равновесные субзерна размерами 0,3–0,7мμ, а также ячейки размерами менее 0,1мμ. В продольном направлении микроструктура представляет чередование полос шириной ~1 мμ с субзернами размерами 0,3– 0,7 мμ или с ячейками 0,05 мμ (рис.1,*б*). Результаты калориметрии (энтальпия) и механических испытаний [7] в таблице.

Таблица. Энтальпия и предел прочности меди после проходов РКУП обработки и отжига

	1 проход	4 прохода	8 проходов	10 проходов	Отжиг 600ºС
$б_{0,2}$, МПа [7]	340	420	410	-	100
E, Дж/г	-	0,033 и 0,42 (5 проходов)	0, 48	0,55	0,03

Методом калориметрии также получено увеличение на 5 % удельной изобарической теплоемкости после 5 проходов, по сравнению с данными для 8 проходов и отожженного состояния материала. Табличное значение удельной теплоемкости крупнозернистой меди совпадает со значением для отожженных образцов и составляет (c_p = 0,385Дж /г К).

Из данных таблицы следует, что запасенная энергия или энтальпия и предел прочности выходят на максимум за 4 прохода РКУП и дальше изменяются незначительно. Таким образом, изменения структуры меди при РКУ обработке происходит за 2 этапа (до и после 4 проходов). На первом этапе повышение прочности составляет 80 МПа, а увеличение запасенной энергии по сравнению с отожженным в 10 раз до 0,43 Дж/г. Эти изменения можно объяснить увеличением плотности дефектов кристаллического строения (вакансий) [1]; повышением плотности дислокаций до 10^{11}–10^{12}см$^{-2}$ [1,4]; искажени-

ем кристаллической решетки [3]; дроблением зерен на фрагменты [5,6]. На втором этапе величина запасенной энергии незначительно увеличивается, а увеличение прочности не обнаружено, следовательно, в процессе деформации преобладает процесс аннигиляции дефектной структуры и образования равновесных границ зерен. Известно, что начало образования новых границ зерен соответствует температуре рекристаллизации 380ºС. Динамическая рекристаллизация становится возможной при температуре ~ 100ºС (разогрев образца в каналах пресса) за счет поперечной моды деформации и кооперативного сдвига границ субзерен.

Выводы

Эволюция структуры крупнозернистой меди М1 имеет 2 этапа до и после (e = 4) и происходит непрерывно, слоями и не однородно по сечению на макро и мезо и микроуровнях. На первом этапе после отжига до 5-го прохода (e = 4) формируется *ячеисто - субзеренная структура*, состоящая из полос сдвига шириной до 2 мкм, субзерен 0,1х0,5 мкм и ячеек 50 нм, субзерен 0,3– 0,7 мкм и отдельных фрагментов 1– 5 мкм.

На втором этапе после $5^{ого}$ до $8^{ого}$ прохода в результате динамической рекристаллизации формируется *зеренно - субзеренная структура.* Преобразования связаны с переходом ячеек (50 нм) в субзерна (0,2– 0,7 мкм), а из имеющихся фрагментов 1– 5 мкм при динамической рекристаллизации образуются зерна больших размеров.

Механические свойства (модули упругости) различаются как в объеме одного образца, так и у разных образцов.

Запасенная энергия выходит на насыщение за первые 4 прохода РКУП деформации и незначительно увеличивается к 8 проходу.

Автор благодарит лабораторию Коршунова А.И. за возможность проведения механических испытаний.

Список литературы

1. Валиев, Р.З. Наноструктурные материалы, полученные интенсивной пластической деформацией/ - М.: Логос, 2000. - 272 с.
2. Утящев Ф. Р. Современные методы интенсивной пластической деформации. Уфа, 2008. - 314с
3. Грачева Т.А., Круглов А.В., Малыгин Н.Д., Щуров А.Ф. // Вестник Нижегородского университета им. Н. И. Лобачевского. Серия: Физика твердого тела. 2004.- № 1.- С. 178-184.
4. Козлов Э.В., Тришкина Л.И., Попова Н.А., Конева Н.А. // Физическая мезомеханика. 2011. - Т.14, №3. - С.95-110.
5. Рыбин В.В., Ушанова Э.А. Золоторевский Н.Ю. // Журнал технической физики, 2013, том 83, вып. 9. С. 63 – 72.
6. Рыбин В.В., Большие пластические деформации и разрушение металлов, Металлургия, Москва (1986).
7. Коршунов А.И., Смоляков А.А., Кравченко Т.Н. и др. // Физика и техника высоких давлений. 2008. - том 18. - № 4.- 87 - 94.
8. Дитенберг И.А.,ТюменцевА.Н., Корзников А.В. // Физическая мезомеханика, 15 5 (2012) 59 - 68
9. A.T.Vijayashakthivel ,T.N. Srikantha Dath, R.Krishnamurthy // 12th GLOBAL CONGRESS ON MANUFACTURING AND MANAGEMENT, GCMM 2014 PROCEDIA ENGINEERING 97 (2014) P. 56 - 63.
10. Глезер, А. М. // Физика и техника высоких давлений. – 2008. – Т. 18, № 4. - С. 21–36.

СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ АТОМНОГО ПОРЯДКА В ДЕФОРМИРОВАННОМ ТЕХНИЧЕСКОМ АЛЮМИНИИ

Самойленко З.А.[1], Ивахненко Н.Н.[1,2], Пушенко Е.И.[1], Пашинская Е.Г.[1], Варюхин В.Н.[1]

[1] ГУ Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина, Донецк
[2]Донецкий национальный университет экономики и торговли им. М. Туган-Барановского, Донецк
yulduz19.77@mail.ru

В работе представлены результаты исследования атомной структуры алюминиевого сплава АД-1, подвергнутого интенсивной пластической деформации методом холодной пластической деформации со сдвигом [1, 2], в котором были использованы калибры с гребенчатой поверхностью.

Химический состав алюминиевого сплава АД-1 приведен в таблице 1.

Таблица 1– Химический состав алюминиевого сплава марки АД-1

Al	Si	Fe	Си	Mn	Mg	Zn	Ti
99,3	0,3	0,3	0,05	0,025	0,05	0,1	0,15

АД-1 – это технический алюминий, упрочняемый давлением, с высокими антикоррозионными показателями и высокой пластичностью. Образцы для исследования представляли собой полосу, полученную после прокатки. Заготовкой для прокатки служил литой пруток диаметром 25 мм, отожженный при температуре 400ºС в течение 1 часа. Для получения полосы прокатка выполнялась в калибрах с гребенчатой поверхностью при комнатной температуре. Исходную заготовку многократно деформировали в системах калибров, что позволило осуществить структурную модификацию для формирования структуры с измененным соотношением прочность–пластичность. Прокатка осуществлялась на стане 100. Номинальный диаметр бочки валков – 100 мм, ширина бочки – 200 мм; материал валков – сталь 45, HRC 25÷30. Скорость прокатки на стане регулировалась от 0 до 0,2 м/с (валки вращались со скоростью от 0 до 40 об/мин). Мощность двигателя составляла 1,5 кВт. Прокатка выполнялась по двум режимам: на гладких валках и по технологии деформации со сдвигом с использованием валков с продольными проточками, с поперечными проточками и поочередным использованием валков с продольными и поперечными проточками. Приготовление образцов осуществлялось по стандартной методике. Для электрополировки применялся раствор на основе фосфорной кислоты, хромового ангидрида и дистиллированной воды.

Рентгеноструктурные исследования проводились с использованием CrK_{α}-излучения фотометодом, чувствительным к регистрации диффузного когерентного и некогерентного рассеяний рентгеновского излучения [3].

Выявлено присутствие четырех типов фракций структуры (рис. 1), которые различаются масштабом и совершенством атомного порядка: кристаллографические плоскости с дальним атомным порядком; наноразмерные, D=100−300 Å, фрагменты плоскостей с намечающимся дальним порядком; более мелкие, D=20−30 Å, группировки атомов аморфизированной структуры; наименее упорядоченная структурная фракция в виде межкластерной среды, сохраняющая лишь ближний атомный порядок, 2−3 межатомных расстояния, 10 Å [4]. Присутствие диффузных полос гало в области расположения интенсивных дебаевских линий указывает на фазовые переходы типа порядок→беспорядок с формированием от одной до трех групп аморфных кластеров с доминированием, в наноразмерном масштабе, атомного порядка, свойственного семействам

плоскостей (111), (220) и (311) кристаллического алюминия. Обнаружен динамический фазовый переход с изменением кристаллографического порядка алюминия, с гранецентрированной кубической решеткой матричной структуры, в виде образования локальных наноразмерных группировок атомов, деформационных кластеров алюминия, с простой кубической решеткой типа K6.

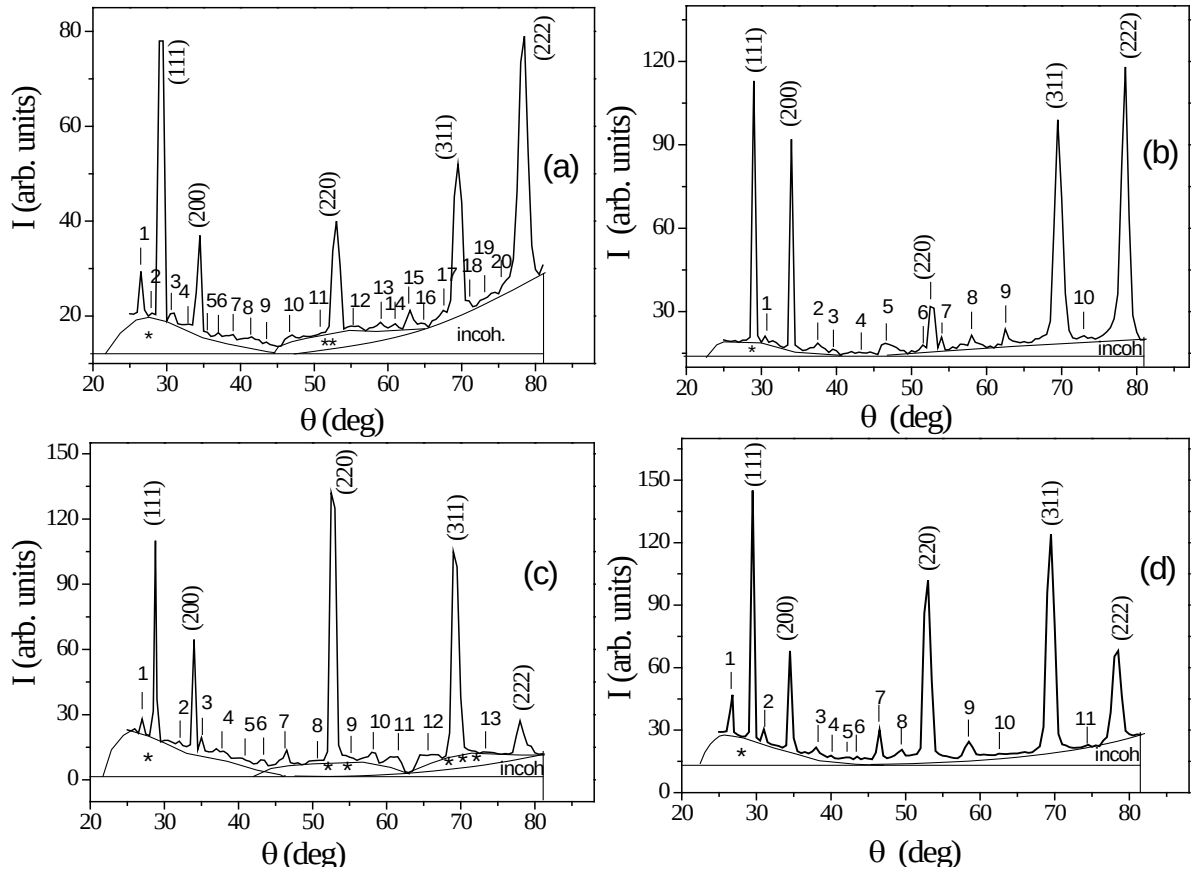


Рис. 1. Дифракционные картины от образцов алюминия после прокатки по разным режимам прокатки: (*a*) – традиционных, «гладкая бочка»; (*b*–*d*) – нетрадиционных: (*b*) – с продольными проточками; (*c*) – с поперечными проточками, (*d*) – поочередно, с продольными и поперечными проточками.

Для традиционной прокатки выявлено развитие крупных кластеров размером 50−500 Å, тогда как при использовании валков с рельефными проточками, различие размеров кластеров вдвое меньшее, 50−250 Å (рис. 2). На основе анализа интегральной интенсивности некогерентного рассеяния рентгеновских лучей от образцов выяснена природа наименьшей измеренной плотности у образца, подвергнутого традиционной прокатке, заключающаяся в наибольшей из сравниваемых структур объемной концентрации разупорядоченно расположенных атомов, что указывает на образование в нем наибольшего количества флуктуационных «пустот», которые, согласно Гилярову [5], инициируют развитие фрактальной трещины в материале.

Таким образом, приведенные результаты позволяют утверждать, что традиционная прокатка (гладкие валки), по сравнению с нетрадиционными (валки с проточками), вызывает наиболее опасное для прочности разрушение атомного порядка в поликристаллическом алюминии.

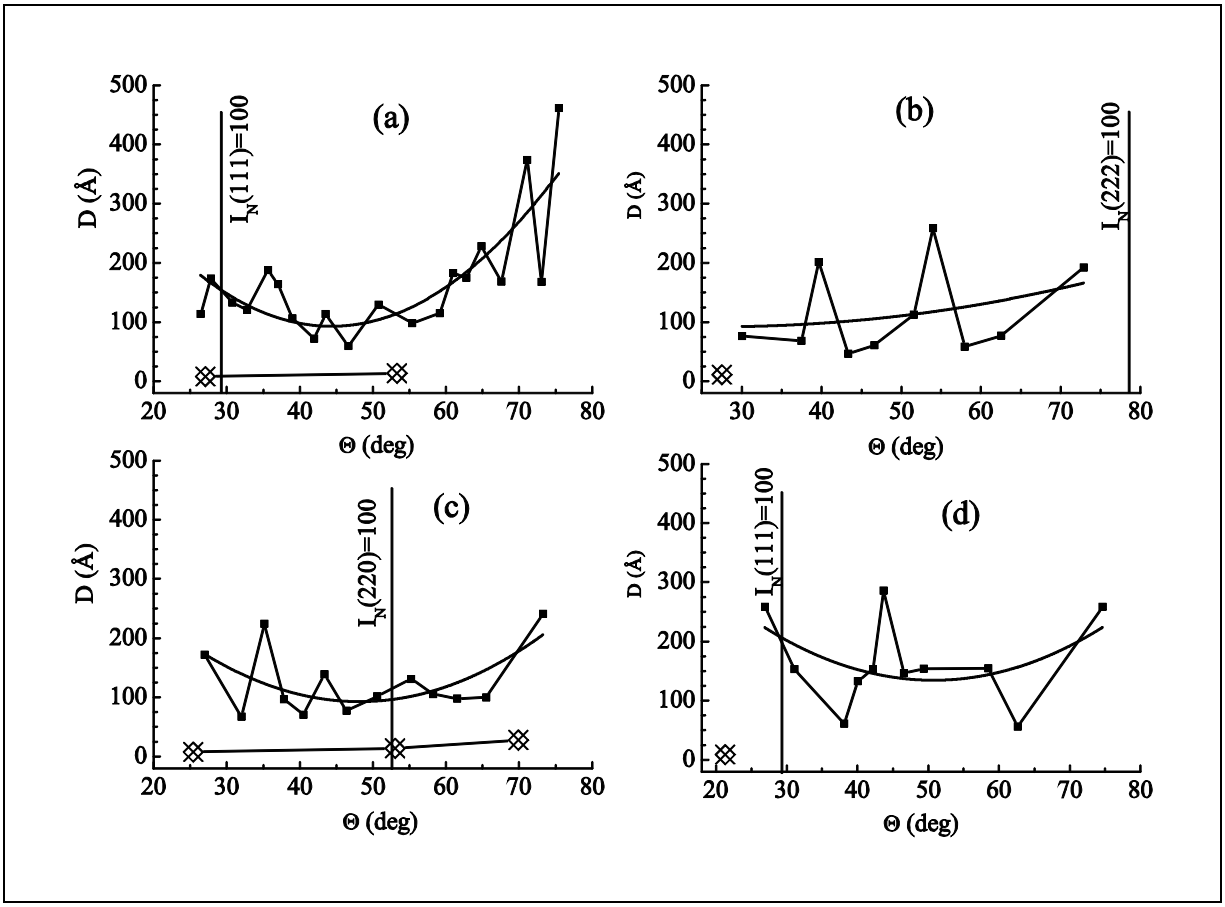


Рис. 2. Распределение размеров кристаллических (символы в виде черных мелких квадратов) и аморфных (символы в виде алмазных призм) кластеров в зависимости от углового положения диффузных максимумов от образцов алюминия после прокатки с использованием валков: (*a*) – традиционных, «гладкая бочка»; *b–d* – нетрадиционных: (*b*) – с продольными проточками; (c) – с поперечными проточками, (*d*) – поочередно, с продольными и поперечными проточками. Вертикальными линиями показаны положения самых интенсивных линий матричной структуры образцов

Список литературы

1. Е.Г Пашинская, ММ. Мышляев, В.Н. Варюхин, В.В. Столяров, С.А. Миронов, В.М. Ткаченко. Возможности управления структурой и свойствами металлических материалов при комбинированном нагружении. Известия РАН. Физическая. **73**, *9*, 1319-1323 (2009).
2. З.А. Самойленко, Н.Н. Ивахненко, Е.И. Пушенко, Е.Г. Пашинская, В.Н. Варюхин, А.В. Завдовеев. Влияние винтовой экструзии на атомный порядок строительной стали. ЖТФ, **83**, *7*, 82-86 (2013).
3. М.А. Кривоглаз. Диффузное рассеяние рентгеновских лучей и нейтронов на флуктуационных неоднородностях в неидеальных кристаллах. Изд. Наукова думка, Киев (1984) 281с.
4. С.С. Горелик, Ю.А. Скаков, Л.Н. Расторгуев. Рентгенографический и электроннооптический анализ. Изд. МИСИС, Москва (1994) 328с.
5. В.Л. Гиляров. Кинетическая концепция прочности и самоорганизованная критичность в процессе разрушения материалов. ФТТ **47**, *5*, 808-811 (2005).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ И ЭВОЛЮЦИИ УСТАЛОСТНЫХ ТРЕЩИН В РЕЖИМЕ ГИГАЦИКЛОВОЙ УСТАЛОСТИ

Прохоров А.Е., Вшивков А. Н., Плехов О.А.

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

Необходимость экономии ресурсов и повышения экономической эффективности производства требует обеспечения безопасного ресурса эксплуатации механизмов и конструкций, таких как мосты, железнодорожные рельсы, детали автомобильных и газотурбинных двигателей и т.д., вплоть до 1E+10 циклов нагружения. Проведение традиционных экспериментальных исследований на такой базе циклов требует больших временных затрат. В настоящее время для проведения подобных испытаний используются ультразвуковые испытательные машины[1-4].

В режиме гигацикловой усталости основными особенностями поведения материала является возникновение подповерхностных дефектов. Характерным сценарием разрушения материала в режиме гигацикловой усталости является разрушение из-под поверхности образца. По результатам анализа опубликованных данных можно утверждать, что природа зарождения и распространения трещин не объяснена до сегодняшнего дня. Кроме этого остается не объясненной дуплексная природа кривой Веллера[5-6].

В данной работе проводится экспериментальное исследование поведения армко-железа при нагружении в режиме гигацикловой усталости. На протяжении серии испытаний была построена кривая Веллера для армко-железа. (рис. 1).

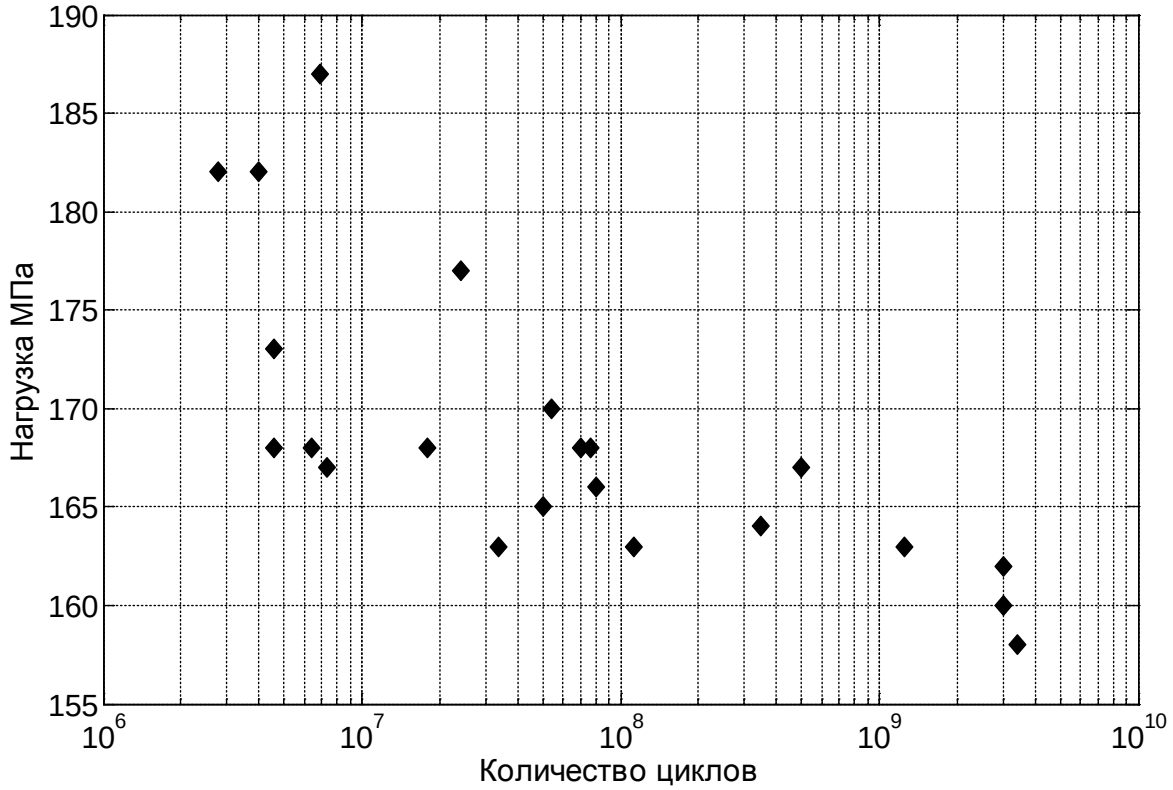


Рис. 1. Кривая Веллера для армко-железа

Для определения момента зарождения подповерхностной трещины разработаны и реализованы два различных метода неразрушающего контроля. Первый метод основан на исследовании эволюции электрической проводимости, второй - магнитных свойств образца материала в процессе испытаний. В результате показано, что существенное изменение физических свойств образца наблюдается только на завершающей стадии эксперимента, составляющей несколько процентов от времени жизни образца.

Усталостные испытания образцов армко железа проводились на ультразвуковой испытательной машине USF-2000 производства Shimadzu с частотой нагружения 20 кГц. Особенности проведения экспериментов на гигацикловую усталость описаны в [4].

Для исследования процесса развития дефектной структуры в объеме материала и перехода от дисперсного накопления дефектов к макроскопическому разрушению была разработана система мониторинга индуцированного магнитного поля образца. Разработанная установка для измерения магнитных свойств исследуемого образца может рассматриваться как модификация феррозондового метода неразрушающего контроля. В данном случае образец одновременно является объектом исследования и феррозондом (рис.2).

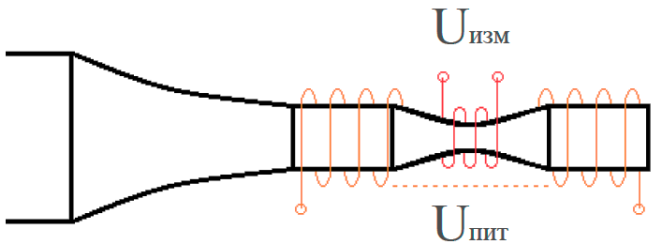


Рис. 2. Схема установки соленоидов на образец

В процессе эксперимента на образец помещались два соленоида, намагничивающий и измерительный. Переменный ток внутри намагничивающего соленоида намагничивает образец до насыщения. При изменении структуры образца, связанной с появлением структурных дефектов, на измерительной катушке, появляется нелинейный «полезный» сигнал. В процессе зарождения трещины в режиме гигацикловой усталости обычно образуется подповерхностная трещины с характерным размером порядка 30 мкм, появление дефекта в выраженной объемной модой изменяет эффективное сечение образца и провидит к изменению его индуктивности. Малые изменения индуктивных свойств образца в процессе испытания делают невозможным измерение средних величин и диктуют необходимость анализа нелинейных эффектов. Особенно чувствительной к изменению магнитного поля внутри образца (индуктивности образца) является вторая гармоника сигнала на измерительном соленоиде [7].

Экспериментальное исследование этого процесса подтверждает, что наиболее активно в процессе испытания образца в условиях гигациклового нагружения изменяется вторая гармоника, тогда как несущая частота сигнала практически не меняется (рис. 3).

Анализируя полученные данные можно предположить, что флуктуации на графике изменения второй гармоники сигнала от количества циклов связаны с изменением физических характеристик образца. Изменение поперечного сечения образца т.е. образование объемных дефектов связано с изменением магнитной проницаемости материала, что влечет за собой изменение амплитуды сигнала.

Из графика видно, что процесс образования дефекта и его развитие начинается задолго до окончания испытания. Проведение дальнейших испытаний и структурного анализа испытанных образцов позволит оценить скорость распространения трещины в объеме материала и описать процесс разрушения математически.

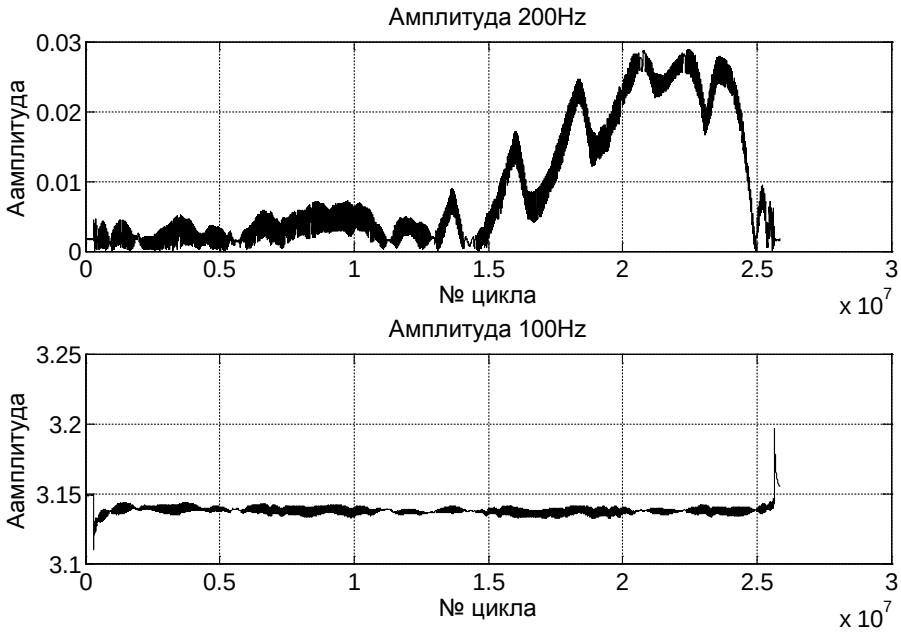


Рис. 3. Графики изменения амплитуды несущей частоты – 100 Гц (снизу) и второй гармоники сигнала (сверху)

Проведенные эксперименты позволяют говорить о возможности применения данного метода для контроля процессов эволюции структуры материала в ходе усталостных испытаний на ультразвуковой испытательной машине и оценить продолжительность финальной стадии процесса исчерпания деформационного ресурса.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №16-31-00155, РФФИ №14-01-00122.

Список литературы

1. Ботвина Л.Р. Гигацикловая «Усталость – новая проблема физики и механики разрушения» // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. – 2004. – Т. 70, № 4. – С. 41.
2. Shaniavski A.A., Skvortsov G.V. «Fatigue limit–Material property as an opened or closed system? Practical view on the aircraft components failures in GCF area» // Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures. – 1999. – Vol. 22. – No. 7. – P. 609–619.
3. Plekhov O., Palin-Luc T., Naimark O., Uvarov S., Saintier N.«Fatigue crack initiation and growth in a 35CrMo4 steel investigated by infrared thermography» // Fatigue and fracture of engineering materials and structures.– 2005. – Vol. 28. – Iss. 1. – P. 169–178.
4. Bathias C., Paris P.C. «Gigacycle Fatigue in Mechanical Practice»// New York: CRC Press, 2004. – 328 p.
5. Sakai T. «Review and prospects for current studies on very high cyclic fatigue of metallic materials for machine structural use» // Journal of solid mechanics and materials engineering. – 2009. – Vol. 3. – No. 3. –P. 425–439.
6. Наймарк О.Б., Плехов О.А., В.И. Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г., Нарыкова М.В. «Кинетика накопления дефектов и дуальность кривой Веллера при гигацикловой усталости металлов» // ЖТФ. – 2014. – Т. 84,вып. 3. – С. 89–94.
7. Афанасьев Ю.В. Феррозондовые приборы. – Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. Отдние, 1986. – 188 с.: ил.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДИССИПАЦИИ ЭНЕРГИИ В ВЕРШИНЕ ТРЕЩИНЫ НА СКОРОСТЬ ЕЁ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

Вшивков А.Н., Изюмова А.Ю., Плехов О.А.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук, Россия, г. Пермь
vshivkov.a@icmm.ru

Введение

Теоретическое и экспериментальное исследование процессов, сопровождающих эволюцию структуры материала в ходе его деформирования и разрушения, является актуальной задачей современной экспериментальной механики. Её решение позволяет глубже понять природу процессов разрушения и разработать новые эффективные методы оценки эксплуатационного ресурса как традиционных, так и перспективных конструкционных материалов. Одной из актуальных задач в данной области является задача прогнозирования скорости распространения усталостных трещин в металлах. Многими авторами [1-3] были предложены альтернативные зависимости, связывающие скорость роста трещины и такие величины, как *J*-интеграл, работа пластической деформации, размер зоны пластической деформации, величина диссипированной энергии и т.д. Наиболее перспективным является энергетический подход.

В настоящие время для исследования баланса энергии в процессе деформирования металлов активно используется метод инфракрасной термографии. Анализ эволюции поля температуры на поверхности образца позволяет, как минимум для плоских образцов, провести расчёт мощности источников тепла, сопровождающих процессы локализации деформации и разрушения. Данный расчёт, как правило, связан с необходимостью дифференцирования сильно осциллирующих сигналов и определением параметров, отвечающих за взаимодействие образца с окружающей средой.

Одним из вариантов повышения достоверности и точности получаемых результатов является разработка независимого метода измерения мощности источников тепла. В данной работе для решения поставленной задачи был предложен контактный датчик теплового потока, основанный на эффекте Зеебека. Использование двух независимых методов измерения позволило устранить неточности, возникающие при использовании метода инфракрасной термографии. Применение метода инфракрасной термографии для исследования задач деформирования и разрушения металлов подробно описана в [4,5]. В данной работе основное внимание уделено результатам, полученным с помощью нового контактного датчика потока тепла.

Датчик теплового потока

Предложенный датчик потока тепла, основан на использование эффекта Зеебека [6]. Для измерений используется элемент пельтье, представляющий из себя последовательность чередующихся полупроводников p и n типа. Количество выделенного или поглощённого тепла на элементе прямо пропорционально силе тока и времени его протекания. На рис. 1 представлена принципиальная схема датчика теплового потока.

На рисунке приняты следующие обозначения: образец (1), датчик теплового потока (2). Термический контакт между образцом и датчиком обеспечивался за счёт введения термопасты. Конструктивно датчик состоит из двух элементов Пельтье, «измерительный» (2) и «охлаждающий» (3), термопар (5), (6) и радиатора (4). Измерительный элемент Пельтье замкнут на низкоомный резистор номиналом 1,2 Ом (7).

Измеряемый сигнал (ток на резисторе (7)) проходит через усилитель и регистрируется в АЦП микроконтроллера. Данные с микроконтроллера передаются в персональный

компьютер для дальнейшей обработки. Для управления «охлаждающим» элементом Пельтье используется широтно-импульсная модуляция.

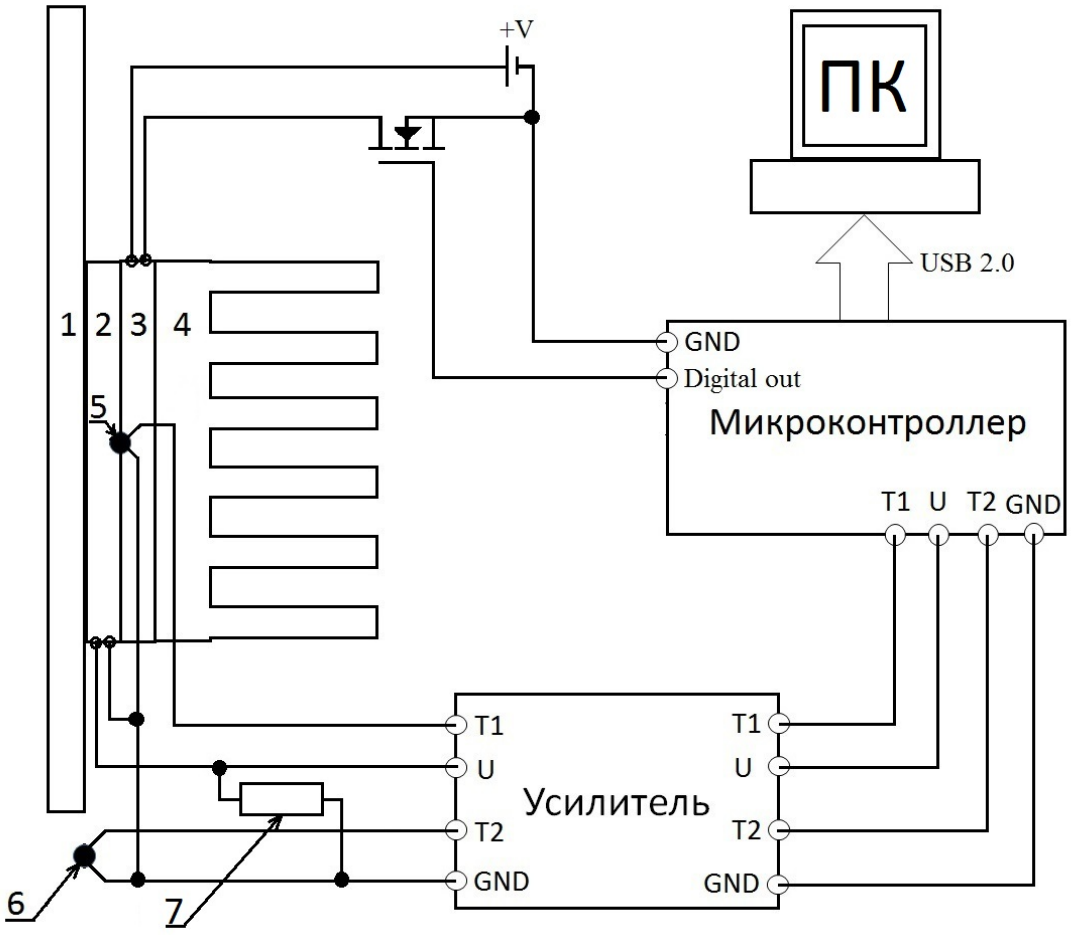


Рис. 1. Схематичное изображение устройства. 1 – испытываемый образец; 2 – измерительный элемент Пельтье; 3 – термостабилизирующий элемент Пельтье; 4 – радиатор; 5, 6 – термопары; 7 – резистор

Исследование роста усталостных трещин

В работе был исследован процесс роста усталостных трещин в образцах из нержавеющей стали (8Х18Н10) и титанового сплава ОТ4-0 с тремя типами концентраторов напряжений: центральное отверстие и боковой вырез двух геометрий. Испытания образцов проходили с циклической нагрузкой 10 Гц постоянной амплитуды с коэффициентом асимметрии цикла R = –0,1. Длина трещины в ходе эксперимента измерялась методом падения потенциала [7]. Распространение трещин происходило в режиме Париса. С помощью разработанного датчика теплового потока была измерена диссипирования энергия с образца в процессе роста трещины. Характерные результаты измерения потока тепла в ходе эксперимента, представлены на рис. 2. На графике можно выделить 3 характерные области: первые 100 с. – выход на «постоянный» уровень теплового потока, «постоянный» тепловой поток, резкий рост. При анализе экспериментальных данных было выявлено, что на первых двух участках скорость трещины линейно зависит от произведения ее длины и значения мощности потока тепла из её вершины $\left(\frac{da}{dN} \sim Q_1 a_1\right)$. На третьем участке – влияние длины трещины становится незначительным, и скорость

ее роста линейно зависит от мощности потока тепла $\left(\frac{da}{dN} \sim Q_2\right)$, рисунок 3. Результаты, полученные для второго этапа процесса распространения трещины, согласуются с данными работы [8], где была обнаружена линейная зависимость между скоростью роста трещины и мощностью потока тепла для образцов из малоуглеродистой стали.

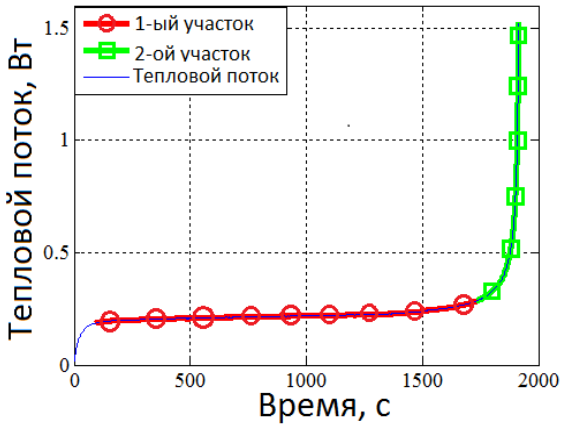


Рис. 2. Характерная зависимость мощности теплового потока от времени.

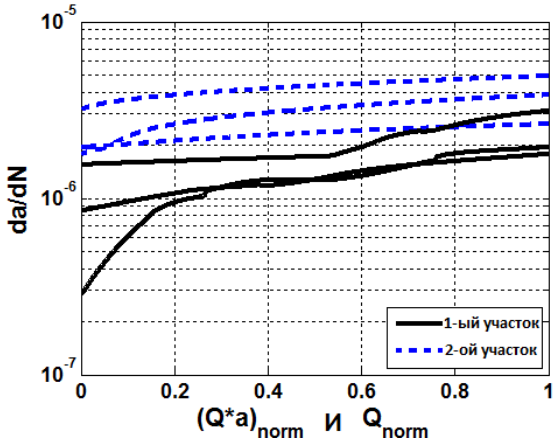


Рис. 3. Зависимость скорости роста трещины от теплового потока.

Заключение

В результате работы разработан датчик теплового потока, основанный на эффекте Зеебека. Использование этого подхода измерения позволило подробно исследовать процессы диссипации энергии при распространении усталостных трещин в нержавеющей стали (8Х18Н10) и титановом сплаве ОТ4-0. Анализ результатов позволяет предложить гипотезу о существовании в режиме Париса двух типов распространения трещины с различным характером тепловыделения. Данный подход может быть применён к исследованию баланса энергии в вершине трещины при её распространении.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 14-01-00122, РФФИ № 16-31-00130 мол_а.

Список литературы

1. Y.Iino //Engineering fracture mechanics, 1979,12, 279-299.
2. C.L.Chow, T.J.Lu //Engineering Fracture Mechanics, 1991, 39, 1, 1-20.
3. N.E.Dowling, J.A.Begley //ASTM STP 590, 1976, 83-104.
4. Fedorova A., Bannikov M., Terekhina A., Plekhov O. Heat dissipation energy under fatigue based on infrared data processing // Qualitative Infrared Thermograthy Journal, 2014, т. 11, вып. 1, с. 2-9.
5. Iziumova A., Plekhov O. Calculation of the energy J-integral in plastic zone ahead of a crack tip by infrared scanning // Fatigue Fract Engng Mater Struct, 2014, т. 37., с. 1330–1337.
6. Х. Кухлинг. Справочник по физике. // Москва, Мир, 1982, С. 374-375.
7. N. Bowler, Theory of four point direct current potential drop measurements on a metal plate. // Research in Nondestructive Evaluation, 2006? № 17, p. 29-48.
8. N. Rajic//DSTO-TR-1190 Aeronautical and Maritime Research Laboratory, 2001, 011-962, 1-17.

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ РАЗРУШЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ С КОНЦЕНТРАТОРАМИ НАПРЯЖЕНИЙ НА ОСНОВЕ ТЕОРИИ КРИТИЧЕСКИХ ДИСТАНЦИЙ

Терехина А.И., Плехов О.А.

Институт механики сплошных сред УрО РАН,
Пермь, Россия,
Terekhina.a@icmm.ru, poa@icmm.ru

Одной из актуальных задач механики деформируемого твёрдого тела является создание адекватных моделей и методов, позволяющих прогнозировать механическое поведение материалов в широких условиях внешних воздействий с целью оценки предельных состояний конструкции и определения дальнейшей стратегии их эксплуатации. В рамках данной работы ведутся совместные исследования с исследовательской группой университета Шеффилда (Великобритания) по изучению необходимости и эффективности введения параметров с размерностью длины, для описания процессов разрушения металлических материалов. Материальный параметр длины вводится в рамках теории критических дистанций (ТКД), разработанной профессорами Дэвидом Тэйлором и Люкой Сусмелем [1]. Эффективность ТКД ранее была показана для широкого круга материалов при квазистатическом и усталостном нагружениях. В рамках этой работы рассмотрена возможность использования данного подхода при динамическом деформировании. В работе рассмотрены сплавы (ВТ6, ВТ1-0, АМг6) имеющие как прямую (ВТ6, ВТ1-0), так и обратную (АМг6) скоростную чувствительность, в диапазоне скоростей нагружения (10^{-4}-10^{4} обратных секунд).

Согласно теории критических дистанций, прочность компонентов с концентраторами напряжений может быть оценена с использованием решения для поля напряжений в области вершины концентратора, полученного в линейно-упругом приближении [2]. Наиболее распространены 3 метода теории критических дистанций для определения прочности: Point method, Line method и Area method, описываемые формулами (1)–(3), соответственно. Эти формулы позволяют прогнозировать прочность металлических образцов с концентраторами напряжений при известных физико-механических характеристиках материала. Разрушение, связанное с резким ростом концентрации дефектов в области концентратора напряжений, наступает при условии превышения напряжениями критического значения на половине характерной длины.

$$\sigma_1\left(r = L/2, \theta = 0\right) = \sigma_0 \tag{1}$$

$$\frac{1}{2L}\int_0^{2L} \sigma_1\left(\theta = 0\right) dr = \sigma_0 \tag{2}$$

$$\frac{4}{\pi L^2}\int_0^{\pi/2}\int_0^{L} \sigma_1 r dr d\theta = \sigma_0. \tag{3}$$

где L – характерный материальный параметр длины (критическая дистанция).

Три серии механических испытаний на растяжение были проведены на цилиндрических образцах с концентраторами напряжений с различным радиусом кривизны (от конечных значений до радиусов кривизны, наблюдаемых в вершине трещины). Механические испытания на одноосное квазистатическое растяжение проводились на цилиндрических образцах длиной 83 мм и поперечным сечением в области концентратора напряжений 7,6 мм с использованием электромеханической испытательной машины

«Shimadzu AG-X Plus». Механические испытания на одноосное динамическое растяжение проводились на цилиндрических образцах длиной 40 мм и поперечным сечением в области концентратора напряжений 3 мм с использованием разрывного стержня Гопкинсона-Кольского. Три типа материалов было исследовано: с прямой скоростной чувствительностью (титановый сплав ВТ6, титановый сплав ВТ1-0) и с обратной скоростной чувствительностью (алюминиевый сплав АМг6). Численное моделирование распределения напряжений проводилось в конечно-элементном пакете Simulia Abaqus 6.13.

Во время испытаний экспериментально были определены предельные напряжения и времена разрушения. На рис. 1 приведены типичные экспериментальные напряжения от деформации для четырех скоростей нагружения, полученные для гладких цилиндрических образов из титанового сплава ВТ1-0.

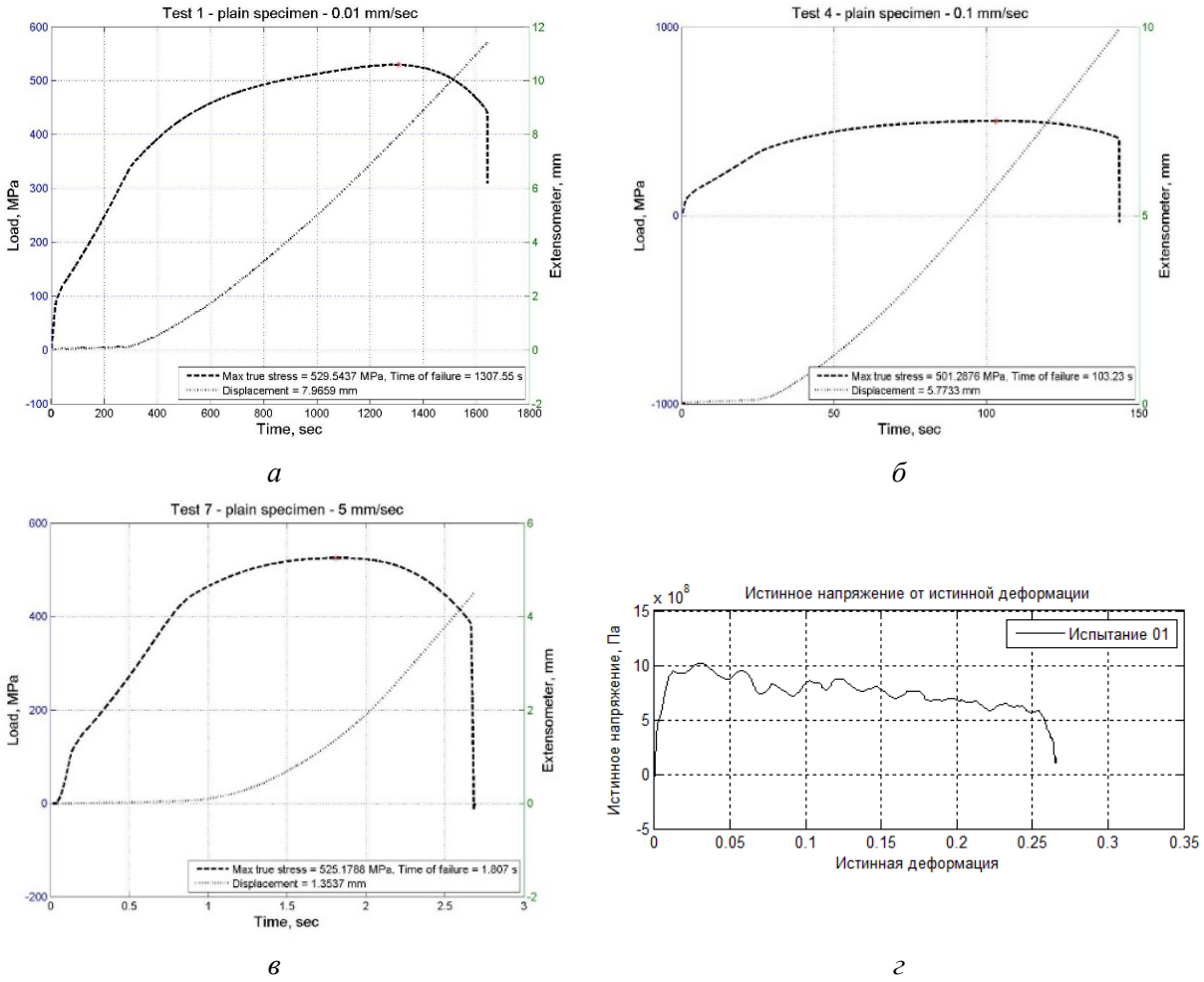
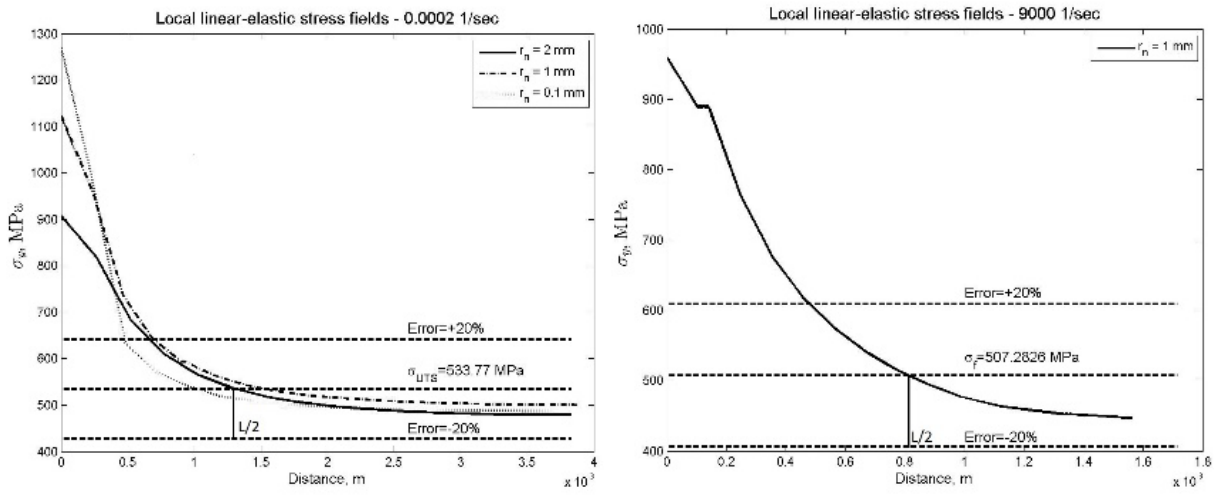


Рис. 1. Экспериментальные кривые для растяжения образца из ВТ1-0 без концентратора напряжений при различных скоростях деформирования: *а*) 0,0002 1/сек, *б*) 0,002 1/сек, *в*) 0,01 1/сек, *г*) 2000 1/сек

На рис. 2 представлены зависимости напряжения от расстояния до вершины концентратора для различных радиусов кривизны и различных скоростей деформирования. Значение величины критической дистанции как функции скорости деформации определялось по данным представленным на рисунке 2 из условия равенства локального значения напряжения пределу прочности материала для данной скорости деформирования ($\sigma_f\left(\dot{\varepsilon}_{nom}\right) = a \cdot \dot{\varepsilon}^b$) при приложении нагрузки, соответствующей условиям разрушения образца. В результате для каждого материала определялась зависимость вида:

$$L\left(\dot{\varepsilon}_{nom}\right) = c \cdot \dot{\varepsilon}^{d} \qquad (4)$$



а *б*

Рис. 2. Локальные поля напряжений для титанового сплава ВТ1-0 при скорости деформации 0,0002 (*а*) и 9000 (*б*) 1/сек.

Полученная зависимость позволяет провести оценку придельных нагрузок для произвольных концентраторов напряжений и скоростей деформирования, используя один из методов ТКД (Point method, Line method или Area method). В данной работе эффективность метода сравнивалась с результатами экспериментов, неиспользованными для определения зависимости (4). Полученные значения оценки предельных напряжений имеют погрешность не более 15 процентов от экспериментально определённых значений для всех исследованных материалов.

Проведённые исследования показали, что феноменологическое введение параметров с размерностью длины для анализа предельных состояний конструкций с концентраторами напряжений в рамках ТКД является эффективным, с инженерной точки зрения, методом для оценки их прочности и позволяет существенно сократить программу экспериментов при определении предельных нагрузок.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ № 16-48-590148 р_а, № 14-01-96005, 16-31-00156 мол_а.

Список литературы

1. Taylor D. The Theory of Critical Distances: A new perspective in fracture mechanics // Elsevier, 2007.
2. Yin T., Tyas A., Plekhov O., Terekhina A., Susmel L. A novel reformulation of the Theory of Critical Distances to design notched metals against dynamic loading // Materials and Design, 69 (2015), 197-212.

ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЙ НЕСООТВЕТСТВИЯ И МЕХАНИЗМЫ ИХ РЕЛАКСАЦИИ В КОМПОЗИТНОЙ НАНОПРОВОЛОКЕ С НЕСИММЕТРИЧНЫМ ЯДРОМ ПРЯМОУГОЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ

Гуткин М.Ю.[1-3], Красницкий С.А.[2,3], Смирнов А.М.[3]

[1] *Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург, Россия*
[2] *Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия*
[3] *Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия*

m.y.gutkin@gmail.com, krasnitsky@inbox.ru, smirnov.mech@gmail.com

Большое внимание привлекают радиально неоднородные нанопроволоки, которые обладают уникальными электронными и оптическими свойствами и находят широкое применение в оптоэлектронике, наноразмерных полевых транзисторах, устройствах хранения и передачи информации, сенсорах и т.д. [1, 2]. Хорошо известно, что стабильность физических свойств композитных нанопроволок зависит от их формы, размера, химического состава, типов кристаллических решеток составляющих композит фаз и, в особенности, от присутствия в них дефектов. Так, например, искажение формы композитных нанопроволок связывают с процессами релаксации напряжений несоответствия. Для теоретического описания механизмов релаксации обычно используется осесимметричные модели нанопроволоки типа «ядро-оболочка» [3, 4]. Недостаток таких моделей заключается в том, что они не применимы для описания процессов релаксации упругих напряжений в композитных нанопроволоках с протяженными плоскими границами раздела [5, 6].

На сегодняшний день известно только одно аналитическое решение, описывающее напряженное состояние в неоднородной нанопроволоке с ядром в виде длинного параллелепипеда квадратного поперечного сечения, расположенного симметрично относительно цилиндрической поверхности нанопроволоки [7]. В предположении плоской деформации авторы [7] получили аналитические выражения для комплексных потенциалов задачи. Основной недостаток этой работы состоит в том, что в ней не проверено выполнение граничных условий на свободной поверхности композитной нанопроволоки. Кроме того, случай плоской деформации не подходит для описания напряженно-деформированного состояния неоднородной нанопроволоки с трехмерным дилатационным несоответствием кристаллических решеток. В работе [8] нами найдено простое аналитическое решение

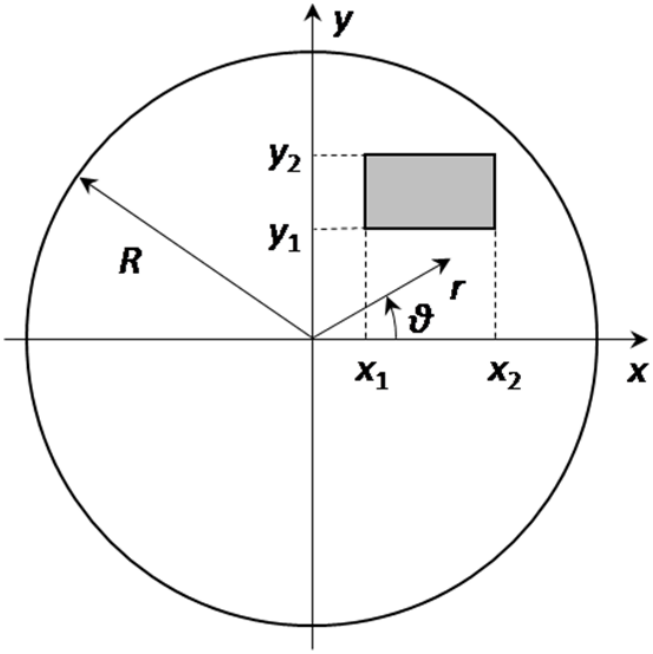


Рис. 1. Включение в виде бесконечного параллелепипеда с поперечным сечением $(x_2 - x_1) \times (y_2 - y_1)$ в нанопроволоке радиуса R

граничной задачи теории упругости о включении в виде длинного параллелепипеда в цилиндре со свободной поверхностью в случае, когда включение испытывает собственную трехмерную дилатацию, имеет квадратное поперечное сечение и располагается симметрично относительно поверхности цилиндра. В настоящей работе мы обобщили полученное ранее в [8] решение на случай включения прямоугольного сечения расположенного в произвольно относительно свободной поверхности цилиндра (рис. 1). Это решение может служить моделью полей напряжений решеточного несоответствия или остаточных термоупругих напряжений в нанопроволоках типа «ядро-оболочка» с симметрично расположенным ядром в виде длинного параллелепипеда квадратного сечения.

Искомое поле упругих напряжений σ_{ij}, вызванное собственной дилатацией включения ε^*, ищется в виде суммы $\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^{\infty} + \sigma_{ij}^{*}$, где σ_{ij}^{∞} – известное поле напряжений такого включения в бесконечной упругой среде [9], σ_{ij}^{*} – дополнительное поле напряжений, обеспечивающее выполнение граничных условий $\sigma_{rr}(r=R)=0$ и $\sigma_{r\theta}(r=R)=0$ на свободной поверхности цилиндра. Применяя методы теории функции комплексной переменной [10], найдено решение неизвестное поле σ_{ij}^{*}:

$$\sigma_{rr}^{*} = \frac{1}{2}\left(\frac{\rho}{R}\right)^2\left[\sin 2\varphi + 2\sum_{n=1}^{+\infty}\left(\frac{n-2}{n+2} - \frac{n-1}{n+2}\left(\frac{\rho}{r}\right)^2\right)\left(\frac{\rho r}{R}\right)^{4n}\sin\left(n\theta-(n+2)\varphi\right)\right]\Bigg|_{x'=x_1}^{x'=x_2}\Bigg|_{y'=y_1}^{y'=y_2};$$

$$\sigma_{r\varphi}^{*} = -\left(\frac{\rho}{R}\right)^2\left(\frac{n-1}{n+2}\left(\frac{\rho}{r}\right)^2 - \frac{n}{n+2}\right)\left(\frac{\rho r}{R}\right)^{4n}\cos\left(n\theta-(n+2)\varphi\right)\Bigg|_{x'=x_1}^{x'=x_2}\Bigg|_{y'=y_1}^{y'=y_2};$$

$$\sigma_{\theta\theta}^{*} = \frac{1}{2}\left(\frac{\rho}{R}\right)^2\left[\sin 2\varphi + 2\sum_{n=1}^{+\infty}\left(\frac{n-2}{n+2} + \frac{n-1}{n+2}\left(\frac{\rho}{r}\right)^2\right)\left(\frac{\rho r}{R}\right)^{4n}\sin\left(n\theta-(n+2)\varphi\right)\right]\Bigg|_{x'=x_1}^{x'=x_2}\Bigg|_{y'=y_1}^{y'=y_2};$$

где $\rho^2 = x'^2 + y'^2$ и $\theta = \arctan\dfrac{y'}{x'}$.

Полученное решение в виде тригонометрических рядов Фурье удобно для численных расчетов. На рис. 2 показаны карты распределения компонент $\sigma_{ij}(x,y)$ (левая колонка) и $\sigma_{ij}^{\infty}(x,y)$ (правая колонка) в поперечном сечении композитного цилиндра. Видно, что компонента $\sigma_{rr}(x,y)$ удовлетворяют граничным условиям на свободной поверхности цилиндра. В случае, когда ребра включения подходят достаточно близко к этой поверхности, наблюдается значительная экранировка упругих полей включения – снижается уровень напряжений и искажаются их изолинии. Особенно сильно это проявляется в распределении плоского гидростатического давления (ср. рис. 2в и 2г).

Полученное решение планируется использовать в физических приложениях, в частности, при разработке теоретических моделей релаксации напряжений несоответствия в радиально неоднородных нанопроволоках с ядром в виде длинного параллелепипеда [5, 6].

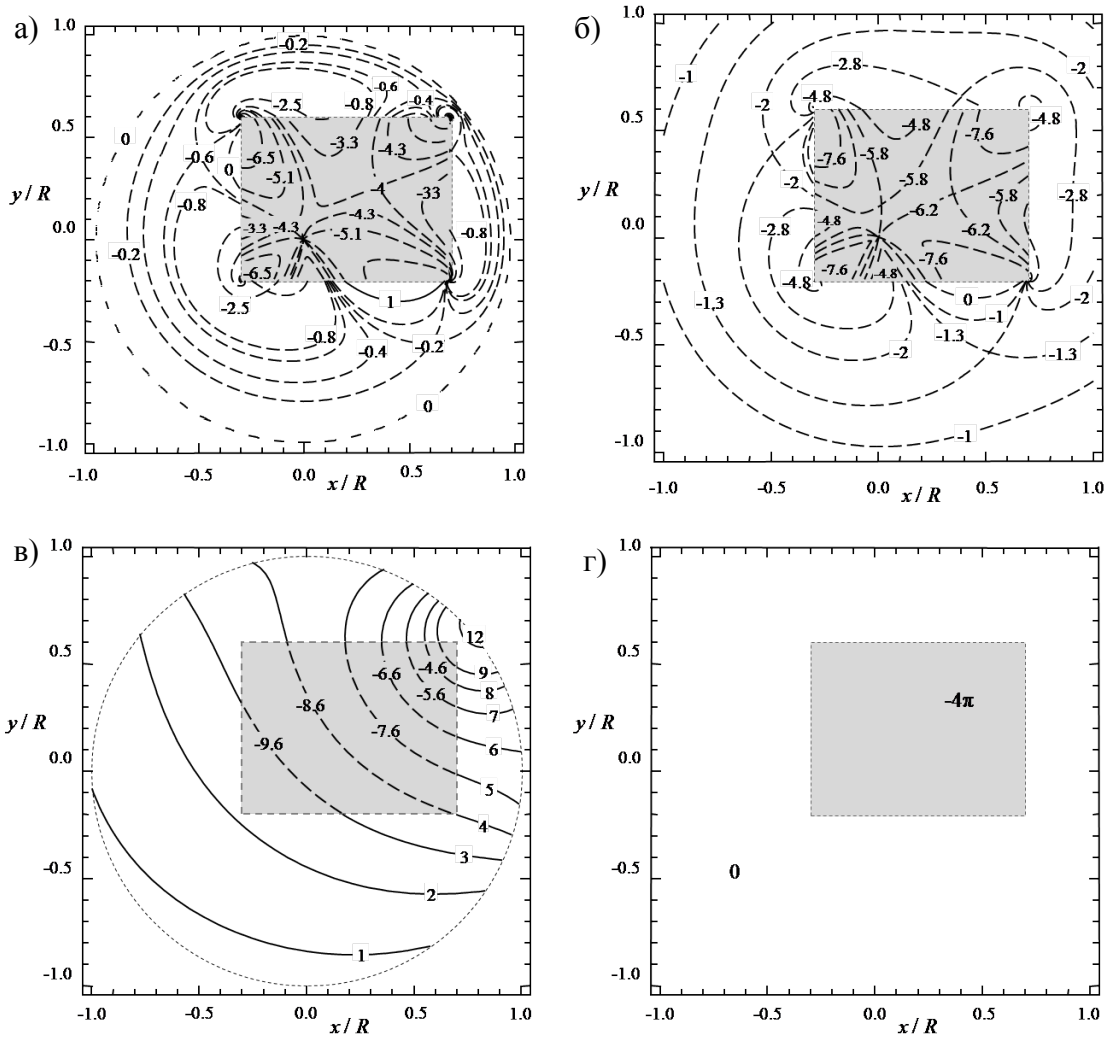


Рис. 2. Карты полей упругих напряжений, создаваемые включением в виде параллелепипеда с поперечным сечением $(x_2 - x_1) \times (y_2 - y_1)$ в упругом цилиндре радиуса R : (а) σ_{rr}, (в) $\sigma_{rr}+\sigma_{\theta\theta}$, и в неограниченной среде: (б) σ_{rr}^{∞}, (г), $\sigma_{rr}^{\infty} + \sigma_{\theta\theta}^{\infty}$. Напряжения даны в единицах$G\varepsilon^*(1+\nu)/[2\pi(1-\nu)]$.

Список литературы

1. L.J. Lauhon, M.S. Gudiksen, C.M. Lieber, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A 362 (2004) 1247.
2. A.J. Mieszawska, R. Jalilian, G.U. Sumanasekera, F.P. Zamborini, Small 3 (2007) 722.
3. I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman, Phil. Mag. 84 (2004) 2103.
4. Y. Liang, W.D. Nix, P.B. Griffin, J.D. Plummer, J. Appl. Phys. 97 (2005) 043519.
5. Y. Ding, F. Fan, Z. Tian, Z.L. Wang, J. Am. Chem. Soc. 132 (2010) 12480.
6. B.T. Sneed, C.N. Brodsky, C.H. Kuo, et al., J. Am. Chem. Soc. 135 (2013) 14691.
7. W.-N. Zou, Q.-C. He, Q.-S. Zheng, Int. J. Solids Struct. 49 (2012) 1627.
8. Krasnitckii S. A., Smirov A. M., Gutkin M. Y. Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2016. – Т. 690. – №. 1. – С. 012022
9. К.Л. Малышев, М.Ю. Гуткин, А.Е. Романов и др., ФТТ 30 (1988) 2040.
10. Н.И. Мусхелишвили Некоторые основные задачи математической теории упруго сти. М.: Наука, 1966, 708 с.

РЕЛАКСАЦИЯ НАПРЯЖЕНИЙ НЕСООТВЕТСТВИЯ В НЕОДНОРОДНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

Гуткин М.Ю.[1-3], Колесникова А.Л.[1,3,4], Красницкий С.А.[2,3], Романов А.Е.[3-5], Смирнов А.М.[3]

[1] *Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург, Россия*
[2] *Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия*
[3] *Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия*
[4] *Тольяттинский государственный университет, Тольятти, Россия*
[5] *Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

m.y.gutkin@gmail.com, anna.kolesnikova.physics@gmail.com, krasnitsky@inbox.ru, alexey.romanov@niuitmo.ru, smirnov.mech@gmail.com

В последние годы большой интерес вызывает разработка, изучение и использование композитных наночастиц, нанопроволок и плоских наноструктур [1, 2], обладающих уникальными электронными, магнитными и оптическими свойствам, которые зависят как от размера, формы, химического состава и типа кристаллической решетки, так и от присутствия дефектов. Неоднородность фазового состава композитных наноструктур приводит к появлению остаточных упругих деформаций и напряжений, вызванных несоответствием параметров кристаллической решетки и коэффициентов теплового расширения. Анализ теоретических моделей [3-9] показал, что в сферических наночастицах типа «ядро-оболочка» возможны различные механизмы релаксации напряжений несоответствия, включающие образование дислокаций несоответствия (ДН) вокруг ядра, призматических и скользящих дислокационных петель в оболочке, трещин в ядре или в оболочке, отслоение ядра от оболочки и смещение ядра из центра наночастицы. При этом формирование петель ДН в большинстве случаев оказалось предпочтительнее образования трещин и отслоений [4].

Как правило, при расчете критических условий появления ДН в наноструктурах не рассматривается сам механизм образования ДН и, соответственно, не учитываются энергетические барьеры, связанные с их зарождением. Исследование критических условий зарождения прямоугольных призматических дислокационных петель (ПДП), из которых впоследствии могут сформироваться круговые петли ДН, посвящены работы [7, 8]. Анализ условий такой трансформации прямоугольных ПДП в круговые петли ДН (круговые ПДП) в сплошных и полых сферических наночастицах типа «ядро-оболочка» дан в статье [9]. Он показал, что образование прямоугольных ПДП не обязательно ведет к формированию круговых ПДП, и, с другой стороны, формирование круговых ПДП не обязательно проходит по механизму расширения и замыкания изначально прямоугольных ПДП; образование тех и других может рассматриваться, в первом приближении, как два независимых способа релаксации напряжений в композитных наноструктурах.

Данная работа посвящена детальному анализу начальной стадии релаксации напряжений несоответствия в различных композитных наноструктурах: в симметричной радиально-неоднородной нанопроволоке типа «ядро-оболочка», в сферически-симметричной наночастице типа «ядро-оболочка», а также в двух- и трехслойных нанопластинах.

Задача решалась в приближении классической линейной изотропной теории упругости. Считалось, что ядро (подложка) и оболочка (пленка) имеют одинаковые упругие константы. Если принять, что толщина оболочки много меньше радиуса ядра нанопроволоки (наночастицы), то можно перейти от цилиндрической (сферической) постановки

задачи к модели тонкого слоя на полубесконечной подложке (это приближение использовалось для прямоугольных петель).

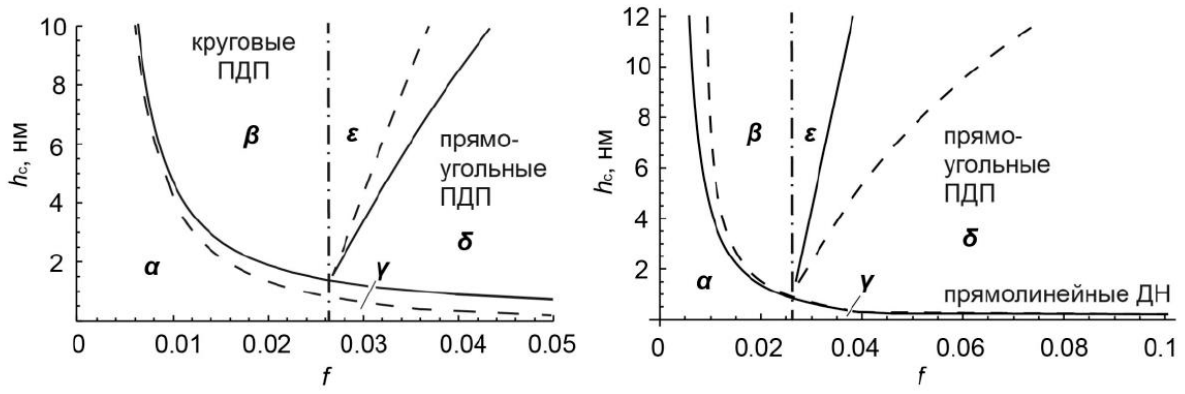
Релаксация напряжений несоответствия в нанопроволоке или наночастице может происходить, например, двумя способами: 1) за счет зарождения со свободной поверхности прямоугольной ПДП, вытянутой вдоль свободной границы нанопроволоки (наночастицы), или 2) за счет образования на межфазной границе круговой ПДП в экваториальной плоскости нанопроволоки (наночастицы). Формирование таких ПДП энергетически выгодно, если соответствующее полное изменение энергии ΔW меньше нуля. Величина ΔW определяется обычной формулой: $\Delta W = W_{el} + W_c + W_{\text{int}}$, где W_{el} – упругая энергия ПДП, W_c – энергия ее ядра, W_{int} – энергия взаимодействия ПДП с упругим полем несоответствия. Упругая энергия прямоугольной ПДП у плоской свободной поверхности была поручена в работе [10], упругие энергии круговых ПДП в цилиндре и в шаре – соответственно в [11] и в [12]. Для энергий ядер ПДП использовалось обычное приближение [13]. Энергия взаимодействия прямоугольной или круговой ПДП с упругим полем несоответствия в нанопроволоке (наночастице) определялась как работа по зарождению ПДП в поле напряжений несоответствия, характерном для данной наноструктуры.

Сравнение механизмов релаксации напряжений несоответствия (зарождение круговой или прямоугольной ПДП) производилось путем сравнения зависимостей критической толщины оболочки h_c от несоответствия f. Эти зависимости наиболее интересны с практической точки зрения, поскольку могут служить ориентиром при выращивании оболочек на ядрах наночастиц или нанопроволок.

На рис. 1,*а* показаны зависимости $h_c(f)$ для круговых и прямоугольных ПДП в оболочках нанопроволок (штриховые кривые) и наночастиц (сплошные кривые). Зарождение прямоугольных ПДП возможно в области под соответствующими кривыми, а круговых – над ними. Следовательно, наночастицы более устойчивы к образованию ПДП, чем нанопроволоки, что согласуется с теоретическими результатами работы [8].

Используя тот же подход, можно найти полное изменение энергии ΔW при зарождении прямолинейной ДН или прямоугольной ПДП соответственно на границе раздела подложки и пленки или у свободной поверхности пленки в плоских нанопластинах [8]. Сравнение механизмов релаксации напряжений несоответствия (зарождение прямоугольной ПДП или прямолинейной ДН), как и в предыдущем случае, проводилось путем сравнения зависимостей $h_c(f)$. Эти зависимости показаны на рис. 1,*б* для двухслойных (штриховые кривые) и трехслойных (сплошные кривые) нанопластин. Как видно, двухслойные нанопластины более устойчивы к зарождению прямоугольных ПДП и прямолинейных ДН, чем трехслойные. Это связано с тем, что в двухслойной нанопластине действует дополнительный канал релаксации напряжений несоответствия – макроскопический изгиб нанопластины. Этот изгиб приводит к уменьшению уровня напряжений несоответствия в двухслойной нанопластине по сравнению с трехслойной, поэтому дислокациям выгоднее образовываться в трехслойных нанопластинах.

На рис. 1 штрихпунктирная линия разделяет разные состояния дефектной структуры. Слева от нее лежат области α когерентного состояния и β, в которой происходит зарождение круговых ПДП в нанопроволоках и наночастицах (рис. 1,*а*) или прямолинейных ДН в нанопластинах (рис. 1,*б*) без участия прямоугольных ПДП. Справа от штрихпунктирной линии лежат области γ, в которой возможно зарождение только прямоугольных ПДП; δ, в которой возможно зарождение и круговых, и прямоугольных ПДП (в случае наночастиц и нанопроволок, рис.1,*а*) или зарождение прямоугольных ПДП и прямолинейных ДН (в случае нанопластин, рис. 1,*б*); ε, в которой происходит трансформация прямоугольных ПДП в круговые ПДП в наночастицах и нанопроволоках (рис. 1,*а*) или в прямолинейные ДН в нанопластинах (рис 1,*б*).



а *б*

Рис. 1. Зависимости h_c от f для (*а*) наночастиц и нанопроволок, и (*б*) двух- и трехслойных пластин. Расчеты проводились для внешнего радиуса нанопроволоки или наночастицы 48 нм, толщины плоской подложки 48 нм, модуля вектора Бюргерса дислокаций 0.3 нм, коэффициента Пуассона 0.25 и размеров прямоугольной ПДП 3×0.6 нм

Таким образом, проведен теоретический анализ моделей релаксации напряжений несоответствия в композитных наноструктурах (наночастицах, нанопроволоках, двух- и трехслойных пластинах) путем зарождения круговых и прямоугольных ПДП и прямолинейных ДН. Определены критические параметры этих наноструктур, отвечающие началу пластической ркелаксации напряжений несоответствия. Проведено сравнение устойчивости наноструктур к зарождению указанных дефектов. Показано, что трехслойные нанопластины наименее, а двухслойные нанопластины наиболее устойчивы к их образованию. При этом наночастицы более устойчивы к зарождению круговых и прямоугольных ПДП по сравнению с нанопроволоками. Показано, что при определенных параметрах системы возможно превращение прямоугольных ПДП в круговые ПДП в наночастицах и нанопроволоках или в прямолинейные ДН в нанопластинах.

Список литературы

1. S. Behrens, Nanoscale 3 (2011) 877.
2. C.M. Lieber, MRS Bull. 28 (2003) 486.
3. L.I. Trusov, M.Yu. Tanakov, V.G. Gryaznov, A.M. Kaprelov, A.E. Romanov, J. Cryst. Growth 114 (1991) 133.
4. M.Yu. Gutkin, Int. J. Engng. Sci. 61 (2012) 59.
5. М.Ю. Гуткин, А.Л. Колесникова, С.А. Красницкий, А.Е. Романов, ФТТ 56 (2014) 695.
6. M.Yu. Gutkin, A.L. Kolesnikova, S.A. Krasnitckii, A.E. Romanov, A.G. Shalkovskii, Scripta Mater. 83 (2014) 1.
7. М.Ю. Гуткин, А.М. Смирнов, ФТТ 56 (2014) 703.
8. M.Yu. Gutkin, A.M. Smirnov, Acta Mater. 88 (2015) 91.
9. М.Ю. Гуткин, С.А. Красницкий, А.М. Смирнов, А.Л. Колесникова, А.Е. Романов, ФТТ 57 (2015) 1158.
10. M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman, J. Phys.: Condens. Matter 15 (2003) 3539.
11. K.E. Aifantis, A.L. Kolesnikova, A.E. Romanov, Philos. Mag. 87 (2007) 4731.
12. A.L. Kolesnikova, M.Yu. Gutkin, S.A. Krasnitckii, A.E. Romanov. Int. J. Solids Struct. 50 (2013) 1839.
13. Дж. Хирт, И. Лоте, Теория дислокаций. Атомиздат, 1972, 600 с.

ОСОБЕННОСТИ ТОПОЛОГИИ ПОВЕРХНОСТИ РАЗЛИЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПОСЛЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Кузнецов П.М., Жигачев А.О., Козловский Ю.М.

ФГБОУ ВПО Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина, Тамбов, Россия
kuznetsovpm@list.ru

Исследования взаимодействия лазерного излучения с поверхностью различных материалов началось, практически с момента создания лазерных генераторов. Наибольший интерес представляет промышленное применение лазерных технологий. Например, благодаря достижению практически дифракционного предела диаметра лазерного пучка, появилась возможность уменьшать обрабатываемую площадь двух свариваемых деталей. При нанесении различной информации на изготовленную деталь (лазерная маркировка) удалось избежать большой деформации поверхности детали. В этих и других многочисленных примерах применения лазерных технологий, проявляются различные гидродинамические явления, исследование которых носит не только прикладное, но и фундаментальное значение.

В экспериментах использовали пластины железа, кремния (*n*-тип), диспрозия. Все образцы имели толщину 2 мм и приготовлены, как металлографический шлиф. Использовали также монокристаллы молибдена и вольфрама, которые имели цилиндрическую геометрию, а их размеры составляли 15×1,5 мм. Топологические исследования поверхности проводили на бесконтактном профилометре Wyko NT 9080 (длина волны излучения $\lambda \sim 670$ нм). Облучение образцов производили прямоугольной временной формой лазерного импульса. Варьирование плотности мощности производили по методике, предложенной в [1].

В исследуемом диапазоне плотностей мощности лазерного излучения ($\sim 10^5$-$3\cdot10^5$ Вт·см$^{-2}$) на поверхности материалов формируется кольцевой квазипериодический рельеф. В качестве примера рассмотрим характерную топологию поверхности железа. Как видно из рис. 1*а,б* при малых плотностях мощности (недостаточных для формирования объема расплава) на поверхности в центре кратеров образуется подъем, амплитуда которого варьируется в диапазоне 3–7 мкм (от дна кратера). Увеличение плотности мощности лазерного излучения, наряду с оплавлением поверхности, приводит к формированию квазипериодического волнового рельефа. После воздействия лазерного излучения с интенсивностью ~$1{,}1\cdot10^5$ Вт·см$^{-2}$ (рис. 1*б*) на поверхности железа ещё отсутствует квазипериодический волновой рельеф. Указанная интенсивность является пороговой для образования волнового рельефа. Топологические особенности разрушения поверхности молибдена представлены на рис. 2. Увеличение плотности мощности падающего лазерного излучения качественно не изменяет картину оплавления поверхности (рис. 2*а-г*). На периферии образуется волновой рельеф с периодом ~ 10 мкм. В центре кратера формируется «выброс» вещества расплава. Формирование такого «выброса» происходит при облучении поверхности во всех исследуемых диапазонах плотности мощности лазерного излучения. Основываясь на результатах исследований, проведенных в работах [2,3], можно сделать вывод, что возмущение, появляющееся на поверхности расплава, движется по течению от центра к периферии. Учитывая это можно сказать, что, формирование рельефа связано с конвективной неустойчивостью распространения поверхностных термокапиллярных волн. Экспериментальные результаты, полученные в данной работе, сопровождаются простыми физическими рассуждениями: так как поверхностное натяжение зависит от градиента температуры, то возникает сила Марангони [4], которая действует на возмущение и приводит к его перемещению в радиальном направлении от центральной части расплава к периферии.

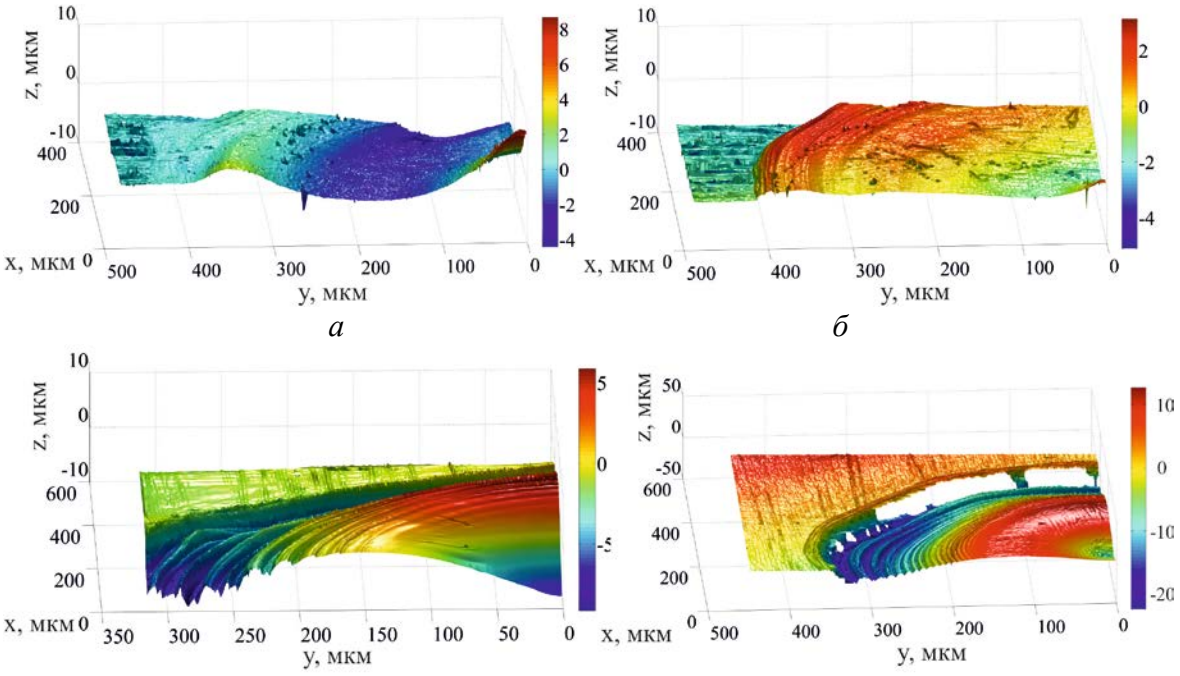


Рис. 1. Эволюция топологии кратера при изменении плотности мощности лазерного излучения: *а*) 1,07·10^{5} Вт·см$^{-2}$; *б*) 1,10·10^{5} Вт·см$^{-2}$; *в*) 2,64·10^{5} Вт·см$^{-2}$; *г*) 3,13·10^{5} Вт·см$^{-2}$.

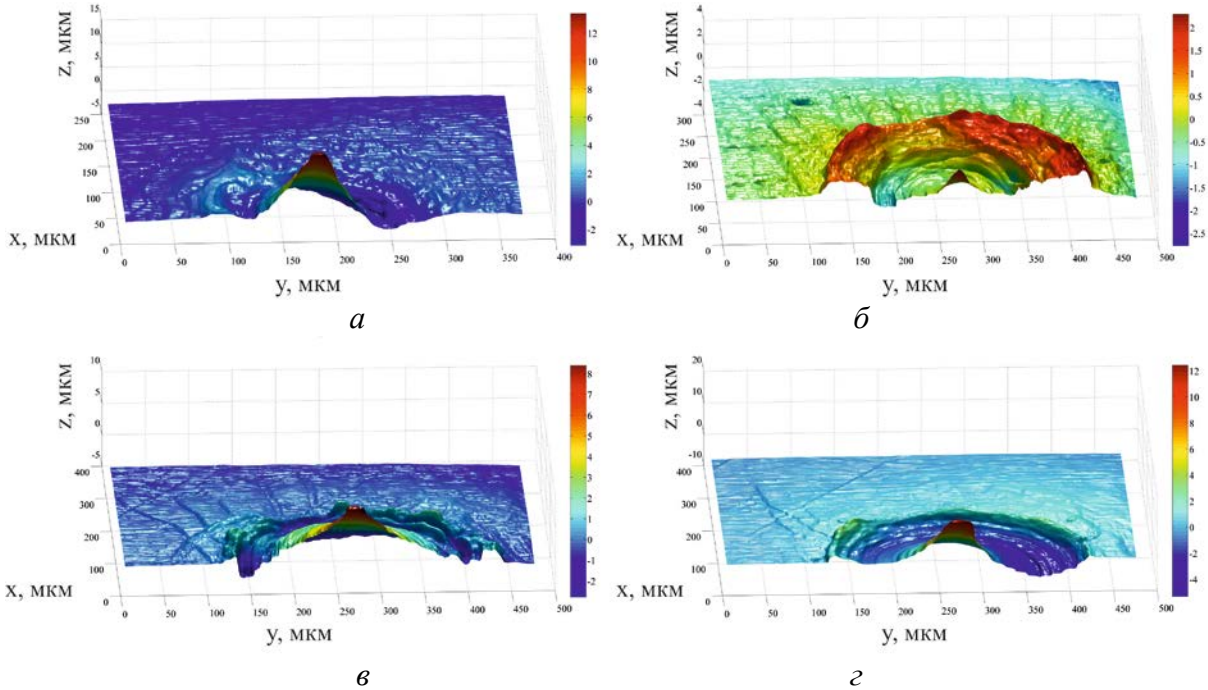
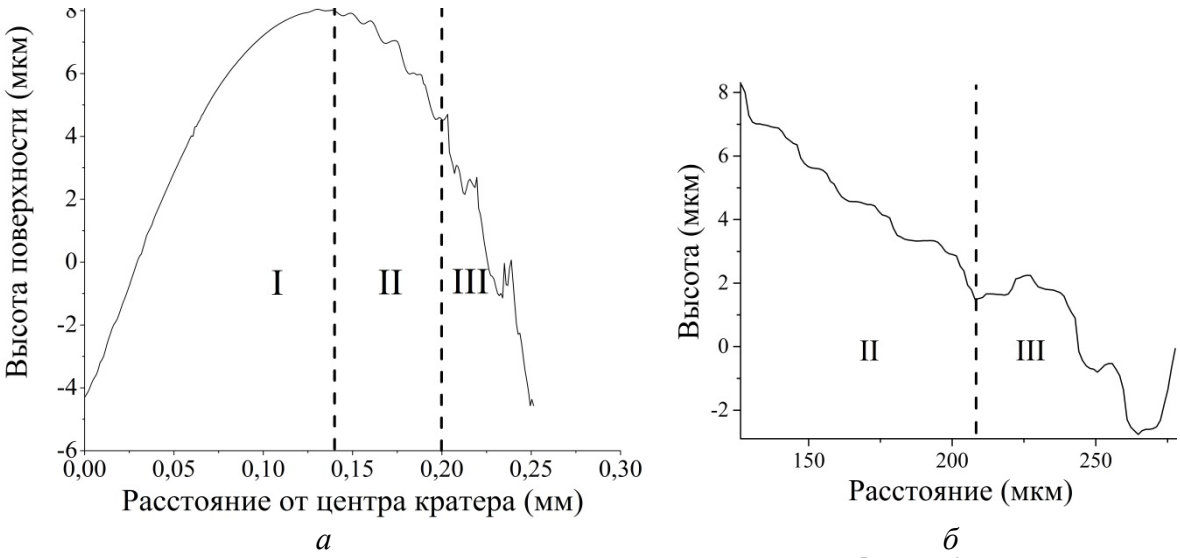


Рис. 2. Топология поверхности молибдена при облучении лазерным излучением с различной плотностью мощности: *а*) 2,64·10^{5} Вт·см$^{-2}$; *б*) 2,94·10^{5} Вт·см$^{-2}$; *в*) 3,13·10^{5} Вт·см$^{-2}$; *г*) 3,28·10^{5} Вт·см$^{-2}$

Это также приводит к росту амплитуды возмущения в зависимости от расстояния до центра кратера. Таким образом, рельеф в кратере, образующийся в результате воздействия лазерного излучения, является результатом перемещения термокапиллярных волн по поверхности расплава и, поэтому, позволяет получить информацию об эволюции термокапиллярных волн в пространстве. С этой целью целесообразно исследовать закономерности формирования волнового рельефа, изучая профилограммы поверхности кратера. Профилограмма, показывающая особенности формирования волнового рельефа на

поверхности железа, представлена на рис. 3*а*. В качестве характерного примера волнового рельефа выбран кратер, полученный при облучении с плотностью мощности $2{,}64 \cdot 10^5$ Вт·см$^{-2}$.



а *б*

Рис. 3. *а*) профилограмма картера на поверхности железа ($2{,}64 \cdot 10^5$ Вт·см$^{-2}$); *б*) профилограмма картера на поверхности молибдена ($3{,}13 \cdot 10^5$ Вт·см$^{-2}$)

Из рис. 3*а* можно выделить три области формирования рельефа кратера: I. область стабилизации поверхности, (~0-0,15 мм); II. область экспоненциального роста волн, (~0,15-0,2 мм); III. область нелинейного роста волн (~ 0,2-0,25 мм). В области экспоненциального роста волн (II), сформировавшиеся волны имеют пологий подъем и крутой фронт, что характерно для перемещения волн по течению [5]. В области нелинейного роста волн наблюдается раздвоение целой волны на две отдельные. Это может быть связано с появлением вторичных неустойчивостей при превышении амплитуды исходной волны критического значения.

Как видно из представленной на рис. 3*б* профилограммы кратера молибдена, отличительной особенностью полученного рельефа, является отсутствие области стабилизации. Развитие волнового рельефа начинается непосредственно на «выбросе» в центральной части кратера. Выделяется только две области развития волнового рельефа – область экспоненциального и нелинейного роста. Отсутствие области стабилизации, по-видимому, связано с колебаниями вершины «выброса» и с отсутствием действия паров отдачи. Качественно такие колебания можно объяснить следующим образом: после прекращения действия лазерного излучения поток тепла от расплава осуществляется через границу жидкость-твердое тело, по механизму теплопроводности, с другой стороны теплоотвод с поверхности раздела газ-жидкость является затрудненным (из-за низкой теплопроводности окружающего газа, основные теплопотери с поверхности расплава происходят по радиационному механизму), поэтому, поверхность ванны расплава остается еще жидкой, когда объем ванны уже затвердел. Из-за наличия начального импульса, возникшего в момент воздействия лазерного излучения, поверхность расплава колеблется и после прекращения воздействия лазерного излучения. Сформированные кратеры на поверхности вольфрама характеризуются топологией подобной топологии поверхности молибдена.

Таким образом, обнаружены три области развития термокапиллярных волн. Для вольфрама и молибдена во всем исследуемом интервале интенсивностей существуют объемные колебания ванны расплава, по поверхности которых распространяются термокапиллярные волны.

Список литературы

1. Кузнецов П.М. Механизмы и закономерности формирования эрозионного факела и волнового рельефа на поверхности металлов в зоне воздействия лазерного излучения: дис. канд. ф.-м.н. БелГУ, Белгород, 2014.
2. Абрамов, Д.В. Плавление углерода, нагреваемого сконцентрированным лазерным излучением в воздухе при атмосферном давлении и температуре, не превышающей 4000 К / Д.В. Абрамов, С.М. Аракслян, А.Ф. Галкин, Л.Д. Квачева, И.И. Климовский, М.А. Кононов, Л.А. Михалицын, А.О. Кучерик, В.Г. Прокошев, В.В. Савранский // Письма в ЖЭТФ. – 2006. – Т.84. – В. 5. – С. 315-319.
3. Jiang, L. Unsteady ripple generation on steep gravity-capillary waves / L. Jiang, H.-J. Lin, W.W. Schultz, M. Perlin // J. Fluid Mech. – 1999. Vol. 386 – P. 281-304
4. Г. Эртель мл. (ред.) Путеводитель Прандтля по гидроаэродинамике. Москва-Ижевск: НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика", Институт компьютерных исследований. 2007 г. - 776 с.
5. Li, W.Y. Spatial distribution of Kelvin-Helmholtz instability at low-latitude boundary layer under different solar wind speed conditions / W.Y. Li, X.C. Guo, C. Wang // Journal of geophysical research. – 2012. – Vol. 117. – A08230, P. 1-11.

О СВЯЗИ КОЛЕБАНИЙ СВЕЧЕНИЯ ЭРОЗИОННОГО ФАКЕЛА С ФИЗИЧЕСКИМИ ПРОЦЕССАМИ В ВАННЕ РАСПЛАВА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА МЕТАЛЛИЧЕСКУЮ ПОВЕРХНОСТЬ

Кузнецов П.М., Федоров В.А., Шлыкова А.А.

ФГБОУ ВПО Тамбовский государственный университет имени Г.Р. Державина, г. Тамбов, Россия
kuznetsovpm@list.ru

Одним из методов исследования спектрального состава сложных колебаний является вейвлет – разложение (например, осциллограмм [1]). Разложение в вейвлет – спектры несет информацию не только о характерных частотах колебаний в различные моменты времени, но также позволяет определить вклад каждой частоты в энергетический спектр.

Цель работы: исследовать структурно-временные характеристики колебаний фотоэдс, вызванных свечением эрозионного факела методом вейвлет-преобразования.

В работе [2] получены частотные характеристики колебаний фотоэдс разложением в фурье-спектры. Вместе с тем, определить частотно-временные характеристики сигналов невозможно разложением только в спектр Фурье. В связи с этим, для определения частотно – временных характеристик колебаний фотоэдс в течение импульса, проводили разложение относительного фотоэдс-сигнала в вейвлет разложение алгоритмом быстрого фурье преобразования. Разложение полученных сигналов в вейвлет-спектр проводили в программе Matlab R2010b по алгоритму, предложенному в [3,4]. Преимущество такого алгоритма состоит в малой затрате вычислительных ресурсов для достижения высоких значений временного масштабного коэффициента.

При разложении каждого временного ряда использовали семейство вейвлетов DOG (derivative of a Gaussian) [3]:

$$\psi(\eta) = \frac{(-1)^{m+1}}{\sqrt{\Gamma\left(m+\frac{1}{2}\right)}} \frac{d^m}{d\eta^m}\left(e^{-\eta^2/2}\right)$$

где η – безразмерный параметр времени, $\Gamma(m+1/2)$ – гамма-функция, m – порядок производной. В нашем случае порядок производной равен 2. DOG – вейвлет достаточно широкий в пространстве Фурье, что не позволяет выявить тонкой структуры глобального спектра вейвлет-преобразования (дисперсии). Тем не менее, полученные вейвлет-спектры пригодны для анализа пикового состава временных рядов. Применяя приведенную выше методику, были получены вейвлет-спектры зафиксированных сигналов фотоэдс.

На рис. 1 (*а-г*) представлены относительные фотоэдс-сигналы (нормированные на максимальное значение), инициированные свечением эрозионного факела, для различных плотностей мощности лазерного излучения.

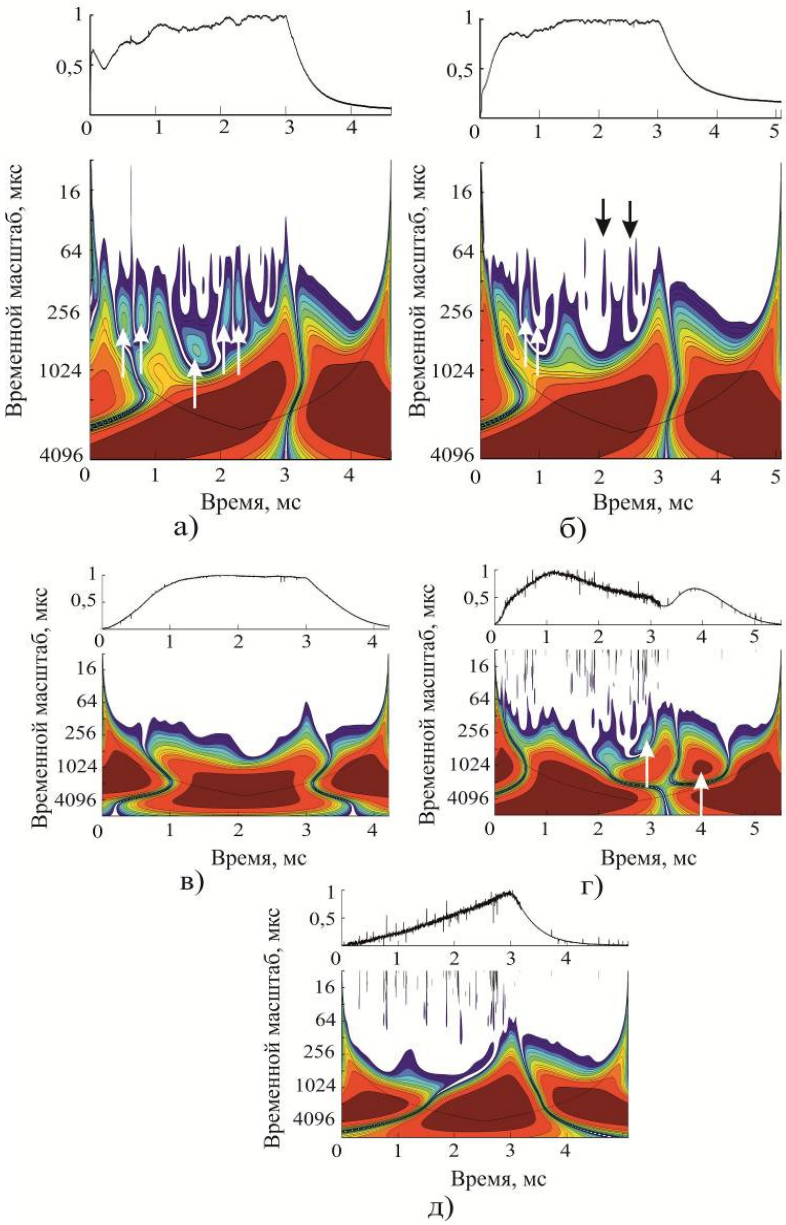


Рис. 1. Вид относительного сигнала фотоэдс, а также его энергетический вейвлет-спектр: *а*) 3,28·10^5 Вт·см$^{-2}$; *б*) 3,13·10^5 Вт·см$^{-2}$; *в*) 2,64·10^5 Вт·см$^{-2}$; *г*) 2,21·10^5 Вт·см$^{-2}$; *д*) 1,53·10^5 Вт·см$^{-2}$

На вейвлет спектрах в средней части диаграммы на рис. 1 *а,б*, хорошо видны квазипериодические крупномасштабные колебания (вспышки) свечения эрозионного факела. Квазипериодическим вспышкам соответствуют высокие уровни временного масштаба, длительность одной вспышки составляет порядка ~300–500 мкс (2–3,5 кГц), этим вспышкам соответствует появление в вейвлет спектрах окрашенных «окружностей» (на

рис. 1 показаны стрелкой). Первые низкочастотные вспышки (2–3,5 кГц) появляются через ~ 0,4–0,7 мс после начала воздействия лазерного излучения, по-видимому, это соответствует выбросу микрокапель расплава в область эрозионного факела. Уменьшение интенсивности приводит к исчезновению в вейвлет спектрах квазипериодичности (рис. 1 *в, г, д*), что сопровождается увеличением вклада низких временных масштабов (высокочастотной составляющей) в энергетический спектр. На вейвлет спектрах это проявляется в виде множества «узких» закрашенных «окружностей» (рис. 1 г,д). Плотность мощности $2{,}64 \cdot 10^5$ Вт·см$^{-2}$ (рис. 1 *в*) является переходной, так как не выявляет в себе квазипериодических вспышек.

Глобальный вейвлет – спектр (дисперсия) позволяет качественно проследить эволюцию вклада низкочастотной составляющей в фотоэдс – сигнала при изменении интенсивности. Положение максимумов дисперсии представлены на рис. 2. Видно, что при уменьшении плотностей мощности лазерного излучения происходит смещение максимумов (на рис. 2 показаны стрелками) в сторону уменьшения временного масштаба. Следовательно, вклад в сигнал высокочастотной составляющей увеличивается.

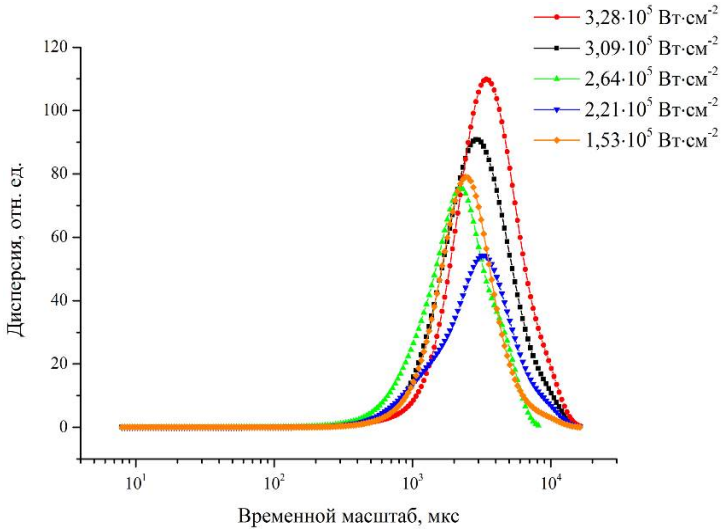


Рис. 2. Глобальные вейвлет-спектры

Из вышесказанного можно заключить, что при облучении металлической поверхности лазерным излучением, с высокой плотностью мощности, регистрируемый сигнал фотоэдс эрозионного факела является квазипериодическим. Уменьшение плотности мощности падающего лазерного излучения приводит к исчезновению квазипериодичности. Уменьшение плотности мощности лазерного излучения ниже $2{,}21 \cdot 10^5$ Вт·см$^{-2}$приводит к горению металла на неоднородностях поверхности (царапины, инородные включения), где порог горения ниже. При этом в спектрах преобладают высокие частоты. При высоких интенсивностях лазерного излучения (> $2{,}21 \cdot 10^5$ Вт·см$^{-2}$) низкочастотным колебаниям сигнала фотоэдс соответствует горение микрокапель расплава, вырываемых с поверхности вследствие ее кипения, а также колебаниям интенсивности свечения эрозионного факела в результате горения поверхности расплава.

Список литературы

1. Дьяконов В. П. Математический и спектральный анализ в MATLAB реальных осциллограмм // КИПиС. №1. 2010. С. 19 – 25.
2. Кузнецов П.М. Федоров В.А. Особенности колебаний интенсивности эрозионного факела при воздействии лазерного излучения на металлическую поверхность // Вестник Тамбовского университета. Серия: естественные и технические науки. Издательский дом ТГУ им. Г.Р. Державина. г. Тамбов. 2013. Том 18. вып. 1. С. 144 – 147.
3. Torrence, C. and G.P. Compo. A Practical Guide to Wavelet Analysis // Bull. Am. Meteorol. Soc. 79. 1998. P. 61–78.
4. http://paos.colorado.edu/research/wavelets/ – 12.03.2016

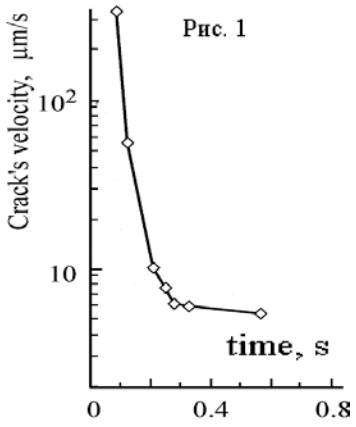
МИКРО/МЕЗО ТРЕЩИНЫ И РЕЛАКСАЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ ВЯЗКО-ХРУПКОГО ПЕРЕХОДА

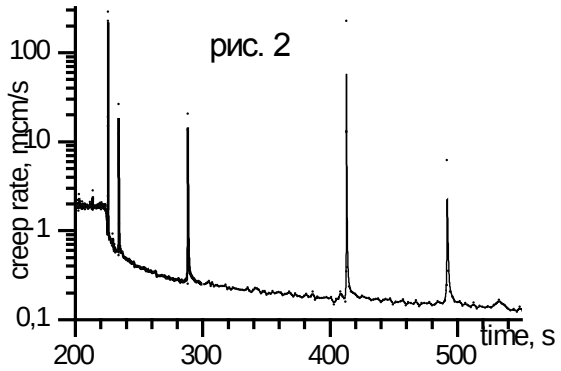
Лексовский А. М., Баскин Б.Л., Якушев П.Н.

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

В твердом теле под нагрузкой, как известно, имеет место термофлуктуационный процесс накопления структурных повреждений разного масштабного уровня, сопровождающийся, в частности, деградацией пластических свойств. В настоящее время проблема связи накопления поврежденности и макро разрушения тела как единого целого часто обсуждается с позиций парадигмы самоорганизованной критичности, формальным признаком которой служат степенные (без каких-либо характеристических особенностей) распределения пространственных, временных и энергетических параметров процесса деформирования [1,2]. Однако с этих позиций сегодня ещё не удается понять, когда медленная квазистационарная фаза структурных преобразований и, в первую очередь, массовое образование трещин микро/мезо масштаба, выйдет на этап коррелированного трещинообразования. 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. Кратко рассмотрим основные экспериментальные результаты, которые существенно, по сравнению со статистическим подходом, расширяют наши представления о физике процесса формирования равновесной трещины и перехода к макро разрушению.

Эксперимент in situ в камере растрового электронного микроскопа на модельных образцах из эпоксидной смолы показал [3], что, первоначально большая скорость родившейся микротрещины (рис.1) за ~0.1–0.2 s уменьшается примерно на 2 порядка. Такой явно релаксационный характер изменения скорости предполагает взрывообразное зарождение микротрещин. При изучении скорости ползучести на модельных образцах с высокомодульным моноволокном именно это и фиксируется с помощью доплеровского измерителя скорости, одно из зеркал которого жестко связано с подвижным захватом и отслеживает деформацию образца.



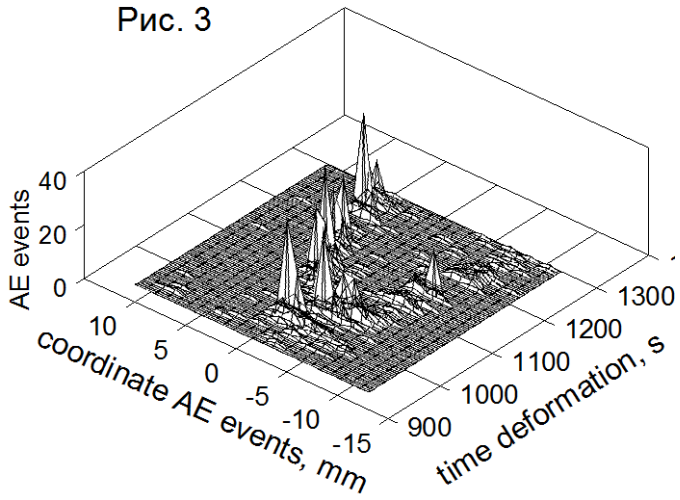


Как можно видеть, (рис.2), на фоне закономерно снижающейся скорости ползучести образца порядка долей μm/s разрывы волокна /образование микротрещин, вызывают мощные кратковременные всплески скорости ползучести всего образца как единого целого. Такие скачки в ряде случаев превышают на 2–3 порядка "фоновый" уровень скорости ползучести. Релаксационный характер спада скорости деформации ползучести подтверждает, что именно взрывообразная деформация является первопричиной, источни-

ком формирования нового напряженного состояния в ближайшем окружении родившейся трещинки. На модельных образцах с высокомодульным моноволокном было показано: возникающая микро/мезо трещина тем больше, чем меньше максимальное значение модуля потерь матрицы и чем больше запас энергии в локальном объеме.

Рассмотрим в модельной системе с большой диссипативной способностью как именно может происходить формирование равновесной трещины. Для этого обратимся к методу акустической эмиссии в варианте линейной локации в применении к модельному композиту D16T-B с однонаправленным расположением высокомодульных борных волокон диаметром 100 μm [4]. При небольшом объемном содержании V_f по достижении разрывной деформации волокон (~1%) имеет место их множественный разрыв, что создает в объеме образца ограниченное число трещин масштаба структурного элемента. Методом локации сигналов акустической эмиссии (АЭ) появление трещин размером 10–100 μm отслеживается надежно, 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. На рис.3 представлена 3D АЭ диаграмма для образца D16T- B(1%) в области массового дробления волокон (950 – 1300 s), скорость деформирования 0.118 mm/min, в поперечном сечении ~ 25-28 волокон. Процесс дробления волокон (A>280 mV) после старта в случайном сечении в дальнейшем развивается одновременно и в двух разных направлениях. В силу совместного деформирования появление группы разрывов масштаба структурного элемента обусловливает перераспределение напряжений уже в масштабе образца и, как можно видеть, по мере увеличения нагрузки последовательно провоцирует развитие такого же процесса в ближайшей, менее поврежденной области (с бóльшим эффективным модулем упругости). Анализ времен следования сигналов АЭ показывает, что образование кластера трещин масштаба структурного элемента есть результат процесса коррелированного нелинейного взаимодействия, т.е. по механизму релаксационного перераспределения локальных напряжений. Изменением скорости деформирования и температуры испытания экспериментально показана возможность реализации как дискретного, так и коррелированного трещинообразования, в том числе и перенаправления процесса в ранее продеформированные области. Многочисленные (10−15) попытки строго последовательно зарождающихся кластеров трещин (общим числом в каждом эксперименте ~ 800) масштаба структурного элемента не привели к формированию неравновесной макротрещины даже при скорости генерации микротрещин 35 s^{-1}.

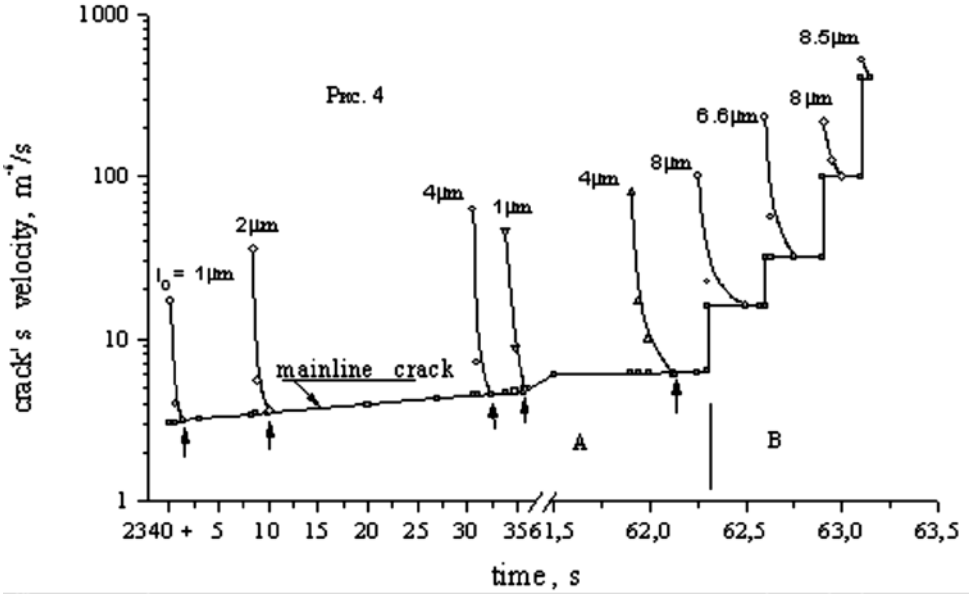
Рис. 3



Естественно, формирование неравновесной макротрещины определяется не только темпом генерации трещин, но и диссипативной способностью системы как единого целого, а также возрастанием уровня латентной энергии. Так, в композите с объемной долей V_f ≈43% (в сечении ~500 волокон), диссипативные свойства которого в условиях стесненной деформации достаточно низки, коррелированные разрывы возникают только в последние 0.041 s и представляют собой цепочку из 4-х последовательных сигналов с характерным временем нарастания напряжений на волокне, соседнем с разрушенным, Δt ≈ 12–15 ms. В условиях данного напряженного состояния именно вследствие невозможности диссипации освобождаемой энергии за счет пластики кратковременный всплеск

скорости деформации при разрыве волокна вызывает катастрофическую перегрузку соседних структурных элементов.

С помощью растровой электронной микроскопии in situ удается получить не только сведения о начальной стадии процесса разрушения, но и проследить на заключительном этапе роста магистральной трещины её взаимодействие с дочерними микротрещинами. На рис. 4 показаны все зафиксированные акты этого процесса на протяжении последних 63 s жизни образца. В области «А» диссипативные свойства предвершинной области по факту являются "достаточными", в «В» - "подавленными". В области «В» наблюдаются дискретные изменения скорости макротрещины каждый раз именно в момент рождения микротрещины и реакция макротрещины в такой ситуации оказывается безотлагательной и катастрофической.



Итак, как можно видеть, взрывообразное рождение микротрещины имеет провокативный характер и отложенное последействие. Каждое рождение дефекта микро и мезо масштаба есть акт локального тестирования диссипативной способности системы, при условии достаточности которой взаимодействие между микротрещинами регулируется релаксационными процессами. Продолжительность стадии коррелированного трещинообразования и его интенсивность при статическом деформировании определяется возможностью реализации/подавления диссипативных свойств системы в целом в процессе перераспределения локальных напряжений, формированием новой гетерогенности_ более высокого масштабного уровня. На фоне нарастающей поврежденности и, соответственно, сокращения диссипативной способности системы в целом, именно невозможность вынужденных крупно-масштабных перестроек при очередном взрывообразном рождении микро/мезо трещины (структурного дефекта) определяет вязко-хрупкий переход, т.е. неконтро-лируемый процесс хрупкого разрушения.

Список литературы

1. Макаров П.В. // Физическая мезомеханика, 2010, т.13, 5, 97-112
2. Щербаков И.П., Куксенко В.С., Чмель А.Е., Физ. мезомеханика, 2013, т.16, 1, 51-58
3. Лексовский А.М, Баскин БЛ,// ФТТ, 2011 т.53, 6, 1157-1168
4. Лексовский АМ; Абдуманонов А, Баскин,БЛ, Тишкин,АП// ФТТ, 2013, т.55, 12, 2392-2397.

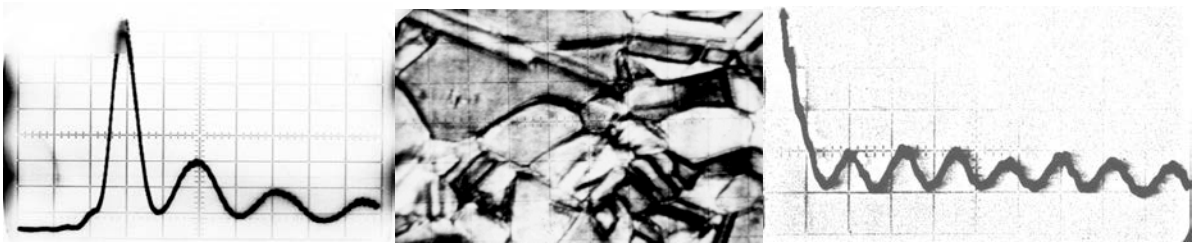
ОЦЕНКА СТЕПЕНИ ДЕФОРМАЦИИ МАТЕРИАЛОВ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИХ РАЗРУШЕНИЯ АМД-МЕТОДАМИ

Кустов А.И.[(1)], Мигель И.А

[(1)] *Воронежский государственный педагогический университет, Россия*
ВУНЦ ВКС ВВА им. профессора Н.Е.Жуковского и Ю.А. Гагарина
Воронеж,Россия
akvor@yandex.ru

Проблема сохранения материалов и конструкций без их разрушения всегда остается актуальной. Особенно опасны процессы хрупкого разрушения, протекающие с катастрофически высокими скоростями. Поэтому, методы обнаружения признаков предсостояния разрушения, позволяющие осуществить обратимые преобразования структуры, застабилизировать её или успеть принять во внимание происходящие процессы, весьма востребованы. К ним относятся и АМД-методы [1], всё более активно разрабатываемые и применяемые в последние десятилетия. Особое внимание при изучении состояний, предшествующих разрушению (ПС) с помощью АМД-методов, уделяется влиянию деформационных воздействий на структуру и свойства материалов. При этом образуются локальные области с градиентами напряжений, трансформируется зеренная структура, меняется форма и поведение границ, появляются дефекты микро- и наноуровня. Эти структурные изменения приводят к трансформации упруго-механических параметров материалов, влияющих, в конечном итоге, и на прочность, и на пластичность, и на надежность. Поэтому, так важно иметь возможность оценки, как абсолютных значений меняющихся характеристик, так и степени их влияния на состояние материала в целом. В работе представлены результаты применения АМД-методов изучения деформационных структур материалов, исследования зависимостей структура - свойства для металлов и сталей.

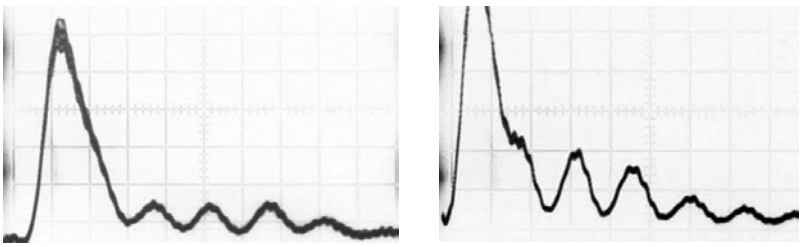
Были проведены эксперименты по расчету скоростей υ_R АВ [2], их затуханию в объектах (рис.1 *а,б*), выявлению и характеризации дефектов и их систем, визуализации зеренной структуры (рис.1*в*), расчету изменений упругих модулей при внешних воздействиях. АМД-методами на основе измерений скоростей поверхностных АВ были рассчитаны упругие модули (*E* и *G*) металлических материалов.



а *б* *в*

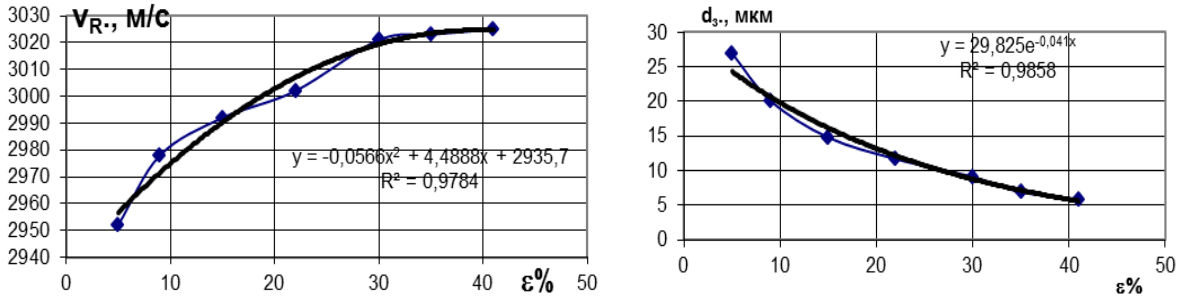
Рис.1. *а – V(Z)*-кривая в кремнии (υ_R = 4,66 ·10^3 м/с, ΔZ_N = 35,1 мкм, масштаб по вертикали 1 дел.= 0,4 В, по горизонтали – 1 дел.= 16 мкм); *б – V(Z)*-кривая для образца сталь 80 (υ_R = 3,08 ·10^3 м/с, ΔZ_N = 14,8 мкм, масштаб по вертикали 1 дел.= 0,2 В, по горизонтали – 1 дел. = 12 мкм); *в* – подповерхностное акустическое изображение ст. *ВНС-2М* (*f* = 407 МГц, масштаб: 24 мкм /дел., Z = –12 мкм)

На следующем этапе применяли разработанную на основе V(Z)-метода методику оценки деформации образцов с помощью АВ (рис.2). Были получены корреляционные зависимости скоростей ПАВ, размера зерна и степени деформации (рис.3 и 4*а*) и продемонстрировано, что наличие в образце периодических деформационных структур проявляется как девиация скорости АВ и их коэффициента поглощения (рис.4*б* и 5).



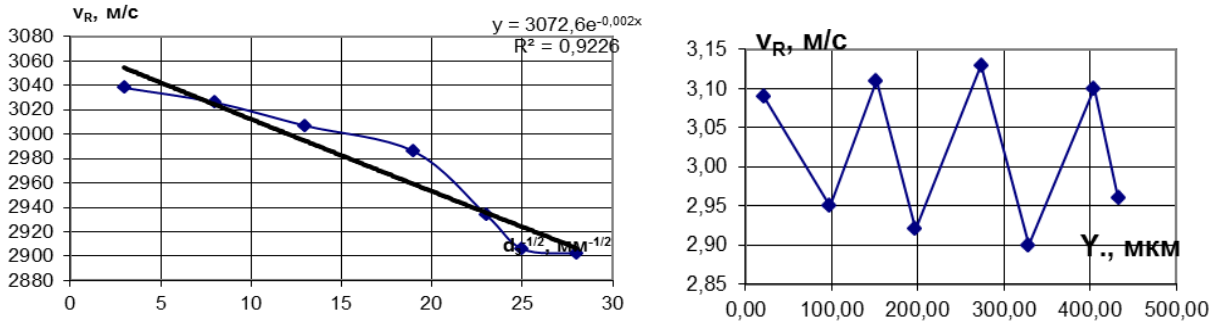
а *б*

Рис. 2. Оценка физических параметров стали с различной степенью деформации методом V(Z) – кривых (H_2O, по вертикали: 1 В/дел., *а*) – 5% деформация; шлиф параллелен плоскости прокатки; масштаб по горизонтали: 12,5 мкм/дел., ΔZ_N =14,95 мкм, $\upsilon_R = 3{,}11 \cdot 10^3$ м/с. *б*) – 50% деформация; шлиф параллелен плоскости прокатки; масштаб по горизонтали: 10,6 мкм/дел., ΔZ_N =13,74, $\upsilon_R = 2{,}98 \cdot 10^3$ м/с; 60 Г).



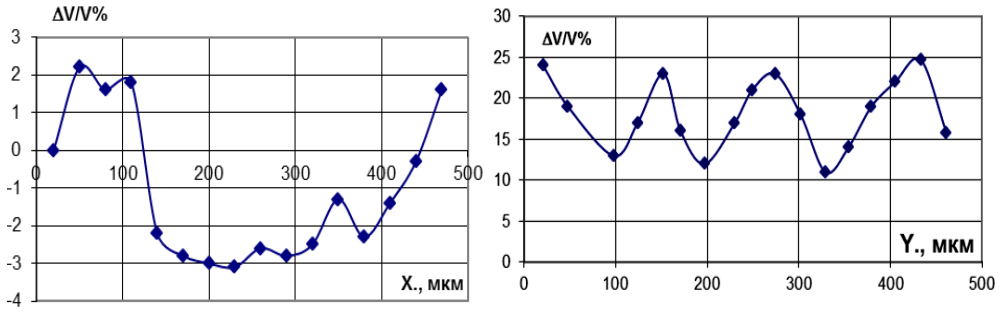
а *б*

Рис.3. *а* – зависимость скорости ПАВ от степени деформации материала (Ni марки Н0) и *б* – связь размера зерна и степени деформации материала (Ni марки Н0)



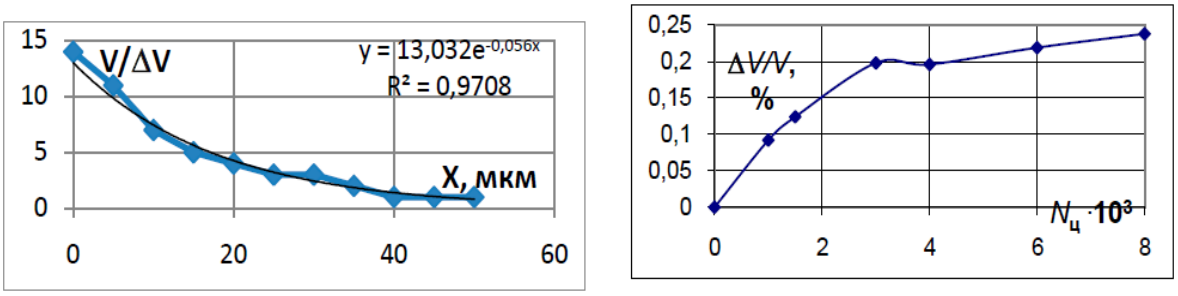
а *б*

Рис.4. *а* – зависимость скорости ПАВ от размера зерна структуры в стали 33ХН3МА; *б* – девиация от среднего значения скорости ПАВ в 18ХНВА при измерениях вдоль оси Y (⊥ направлению деформации)



а *б*

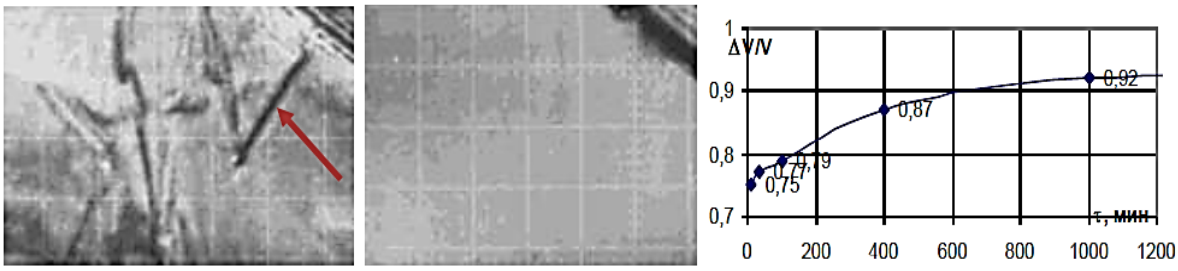
Рис.5. Изменение уровня поглощения АВ в образцах из 18ХНВА после деформационного воздействия (*а* – при зондировании поверхности вдоль оси градиента деформации (Y), *б* – перпендикулярно оси градиента деформации (Y)).



а *б*

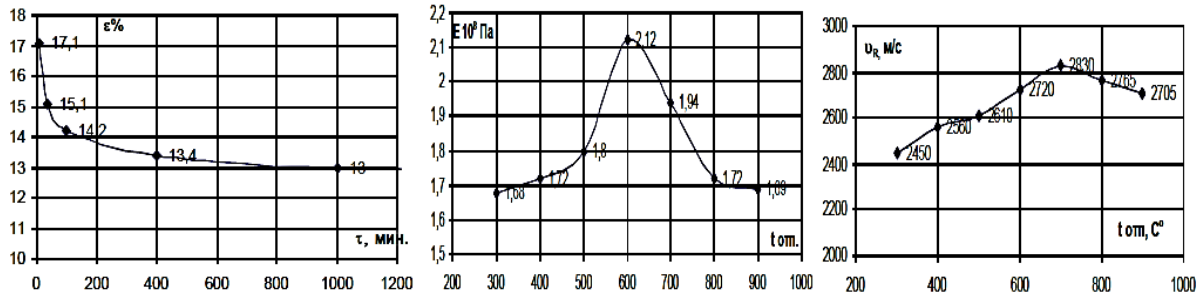
Рис.6. *а* – изменение инверсного коэффициента поглощения АВ в меди (М1) в зависимости от расстояния до оси микротрещины (х) и *б*– зависимость относительного затухания ($\Delta V/V$%) для стали 08Х18Н10Т от числа циклов ($N_ц$) нагрузки.

Ряд экспериментов на меди и сталях подтвердил возможность выявления микротрещин как в режиме акустической визуализации, так и в режиме измерения акустических характеристик материалов (рис.6 и 7*а,б*). Изменение таких физических характеристик объектов как модуль упругости или степень деформации коррелирует со скоростью υ_R и $\Delta V/V$% (рис.7*в* и 8).



а *б* *в)*

Рис.7. *а* – акустическое изображение образца стали с усталостной трещиной (масштаб 20 мкм/дел., частота = 406 МГц, а) Z = –24 мкм, *б* – оптика (350^x); *в* – изменение коэффициента поглощения АВ Fe-проволоки от времени после деформации со скоростью 6,8 %/мин.)



а *б* *в*

Рис.8. *а* – зависимость суммарной деформации при разрыве от времени (Fe – проволока; ∅ = 0,8 мм, *l* =70 мм; с 0,015% Al, 0,018% Cr, 0,077% Ni; закалка от 350^{0}С до – 60^{0}С, скорость деформации 6,8 %/мин.); *б* – зависимость модуля упругости инварного сплава (38% Ni, 5%Co, 57%Fe) от температур отпуска; *в* – связь значений скорости ПАВ в образцах из инварного сплава (лента 0,35х4 мм из проволоки 1,8 мм в диаметре, протянутая с обжатием 72%, с предварительной закалкой 1100^{0}С, с отпуском от 300 до 900 ^{0}С)с температурами отпуска

Таким образом, продемонстрирована возможность определения с помощью АМД-методов степени деформации материалов, расчета параметров их разрушения.

Список литературы

1. Морозов А. И., Чжан Сунгень, Кустов А.И. Акустомикроскопические исследования структуры полимерных пьезокомпозитов // Дефектоскопия . 1994 . N 9. С.87–93.
2. Кустов А.И. Мигель И.А. Определение параметров упрочнения или восстановления свойств поверхности материалов с помощью инновационных методов физического экспериментов – АМД-методов //Фунд. пробл. соврем. материалов., том 11, №4/2., 2014., с. 592 -598.

РЕЛАКСАЦИЯ НАПРЯЖЕНИЙ НЕСООТВЕТСТВИЯ ПУТЕМ ПРИЗМАТИЧЕСКОГО СКОЛЬЖЕНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ НЕСООТВЕТСТВИЯ В III-НИТРИДНЫХ СТРУКТУРАХ

Смирнов А.М.[1], Young E.C.[2], Бугров В.Е.[1], Speck J.S.[2], Романов А.Е.[1,3]

[1] *Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия*
[2] *Санта-Барбаровский Калифорнийский университет, Санта-Барбара, США*
[3] *Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*
smirnov.mech@gmail.com; alexey.romanov@niuitmo.ru

В последние годы значительный интерес вызывают гетероструктуры лазеров и светодиодов видимого спектра на основе III-нитридных кристаллов с решеткой типа вюрцит, которые выращиваются на полуполярных плоскостях [1]. Полуполярные плоскости роста позволяют уменьшить электрические поля в полупроводниковых гетероструктурах, например, InGaN/GaN [2], уменьшить скорость падения внешней квантовой эффективности излучения светодиода в зависимости от накачки [3] и увеличить поглощение индия при росте III-нитридных гетероструктур [4]. Все это делает гетероструктуры, выращенные на полуполярных плоскостях, привлекательными для использования в светодиодных приборах, излучающих свет в голубой и зеленой областях спектра [5-8].

Важным фактором при гетероэпитаксиальном росте III-нитридных гетероструктур на полуполярных подложках GaN, является наличие активных систем скольжения. Движение дислокаций в таких системах приводит к релаксации напряжений несоответствия и образованию дислокаций несоответствия (ДН). ДН могут зарождаться в результате базисного скольжения (ДНБС) и призматического скольжения (ДНПС) под действием сдвиговых напряжений соответственно в базисных и призматических плоскостях скольжения (*c*- и *m*-плоскостях), наклоненных к полуполярной плоскости роста. В работе [9] экспериментально наблюдались одномерные ряды ДНБС, возникающих на пересечениях *c*-плоскостей и плоскости полуполярного роста. Релаксация за счет действия вторичных систем скольжения по наклонным *m*-плоскостям (призматическое скольжение) наблюдалась при выращивании III-нитридных гетероструктур на полуполярных плоскостях [10], как, например, при выращивании $In_yGa_{1-y}N$ на *m*-плоскостях GaN [11]. Поскольку сдвиговые напряжения отсутствует в *c*-плоскостях при гетероэпитаксиальном росте III-нитридов на *m*-плоскостях, релаксация напряжений может осуществляться только за счет действия вторичных призматических систем скольжения. Призматическое скольжение наблюдалось до активизации базисного скольжения в пленках $In_yGa_{1-y}N$, выращенных на плоскостях $(30\bar{3}1)$ подложки GaN, которые на 10º отклонялись от ее *m*-плоскости [12].

В данной работе сравнивались два способа релаксации напряжений несоответствия в III-нитридных полуполярных гетероструктурах – образование ДНБС и образование ДНПС. Для анализа критических условий образования ДНПС и ДНБС использовался

энергетический подход. Образование ДН считалось энергетически выгодным, если оно приводило к понижению энергии системы.

На рис. 1,а приведены зависимости критической толщины h_c (критическая толщина пленки, превышение которой ведет к появлению ДН), от угла наклона ϑ (угол между осью c и направлением полуполярного роста). Штрих-пунктирная кривая показывает зависимость критической толщины от угла наклона ϑ для ДНБС, а сплошная кривая – для ДНПС. Пока угол ϑ меньше ~70°, образование ДНБС энергетически выгоднее, чем образование ДНПС. Если угол ϑ устремить к нулю, то вектор Бюргерса ДНПС становится почти параллелен линии дислокации, и винтовая компонента этой дислокации превалирует над ее краевой компонентой. Поскольку винтовые компоненты дислокаций не влияют на релаксацию напряжений в гетероструктурах, критическая толщина образования ДНПС (сплошная кривая на рис. 1,*а*) стремится к бесконечности. В случае, когда $\vartheta \to 90°$, релаксация за счет базисного скольжения становится невозможной, потому что уменьшается та компонента вектора Бюргерса ДНБС, которая дает вклад в энергию взаимодействия, и критическая толщина образования ДНБС (штрих-пунктирная кривая на рис. 1,*а*) стремится к бесконечности.

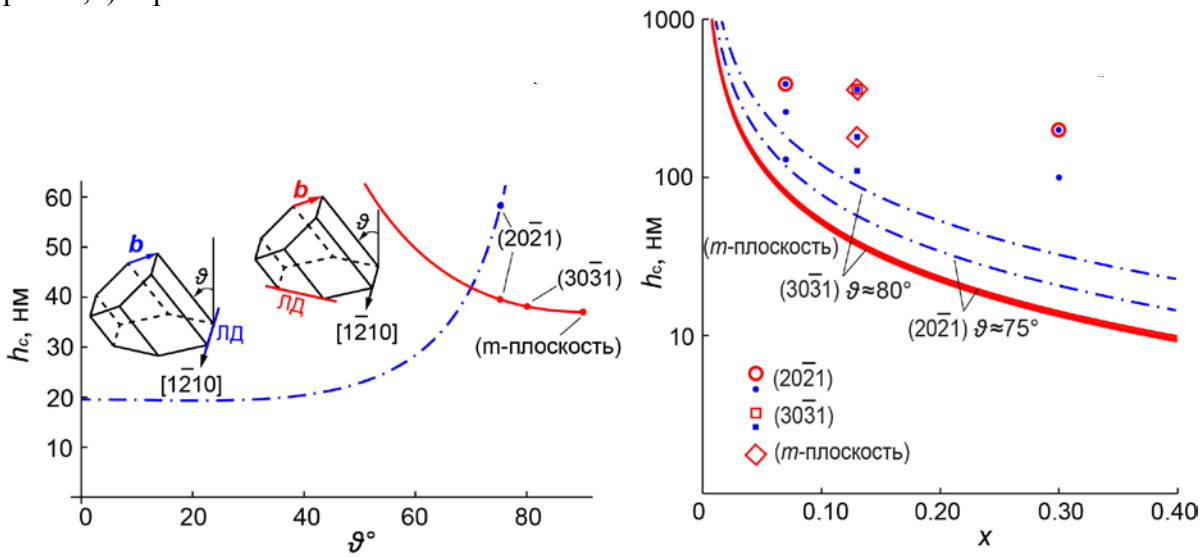


Рис. 1. (*а*) – Зависимости критической толщины h_c от угла наклона ϑ в гетероструктурах $Al_{0.13}Ga_{0.87}N/GaN$. ***b*** – вектор Бюргерса, ЛД – линия дислокации. Точками показаны значения h_c для полуполярных плоскостей роста $(20\bar{2}1)$ и $(30\bar{3}1)$ и неполярной *m*-плоскости роста. (*б*) – Сравнение зависимостей критической толщины h_c образования ДН от содержания Al *x* в гетероструктурах $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ с экспериментальными данными

На рис. 1,*б* показаны расчетные зависимости критической толщины h_c от показателя состава *x* в гетероструктурах $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ для трех особых ориентаций плоскостей роста: полуполярных $(20\bar{2}1)$ и $(30\bar{3}1)$, и неполярной *m*-плоскости. В то время как кривые критической толщины образования ДНБС для этих трех ориентаций четко отделены друг от друга, кривые критической толщины образования ДНПС сливаются друг с другом. В целом, теория предсказывает, что образование ДНПС энергетически выгоднее образования ДНБС в тех гетероструктурах, в которых угол наклона ϑ плоскостей роста близок к неполярной кристаллографической ориентации.

Экспериментальные данные представлены на рис. 1,*б* различными символами (см. вставку на рис. 1,*б*). Каждая точка на рис. 1,*б* соответствует отдельной, частично релаксированной пленке $Al_xGa_{1-x}N$ со своей толщиной и показателем состава *x*, выращенной на массивной подложке GaN. На рис. 1,б представлены данные, полученные для четырех серий измерения толщин. В первую серию входили пленки $Al_{0.07}Ga_{0.93}N/GaN$ с плоско-

стью роста $(20\bar{2}1)$ толщиной 35, 130, 260 и 390 нм. Вторая и третья серии представлены пленками $Al_{0.13}Ga_{0.87}N/GaN$ с плоскостями роста $(30\bar{3}1)$ и *m* толщиной 23, 46, 110, 180 и 360 нм. Четвертая – пленками $Al_{0.3}Ga_{0.7}N/GaN$ с плоскостью роста $(20\bar{2}1)$ толщиной 35, 100 и 200 нм. На рис. 1,б отмечены только те образцы, которые релаксировали за счет базисного или призматического скольжения. Образцы со слоями AlGaN, толщина которых была меньше критической, здесь не показаны. Из этих данных следует, что призматическое скольжение происходит при больших сверхкритических толщинах, чем базисное.

Как видно из рис. 1,*б*, все экспериментальные точки лежат выше соответствующих теоретических кривых. Это означает, что приближение Мэттьюза-Блексли позволяет определить нижнюю границу образования ДН при гетероэпитаксии. Имеющиеся экспериментальные данные говорят о том, что ДНБС образуются раньше (при меньшей толщине растущего слоя), чем ДНПС в гетероструктурах с плоскостями роста $(20\bar{2}1)$ и $(30\bar{3}1)$. Это противоречит выводам, которые следуют из теоретических расчетов. Такое противоречие можно объяснить тем, что теоретическая модель не учитывает существование барьера Пайерлса, который оказывает определяющее воздействие на движение дислокаций в III-нитридных полупроводниках [13]. Заметим, однако, что в гетероструктурах $(30\bar{3}1)$ InGaN/GaN ДНПС появлялись раньше, чем ДНБС. Можно предположить, что напряжение Пайерлса в нитридах, содержащих In, ниже, чем в сплавах AlGaN.

Таким образом, рассчитана критическая толщина образования ДНПС в полуполярных и неполярных слоях III-нитридов. Показано, что если угол между осью *c* и направлением полуполярного роста достигнет некоторого критического значения, то должна произойти смена механизмов релаксации напряжений: ДН, образующиеся в результате базисного скольжения (ДНБС), должны смениться на ДН, образующиеся путем призматического скольжения (ДНПС). Это означает, что для некоторых ориентаций полуполярного роста III-нитридных гетероструктур должна происходить двухосная релаксация напряжений несоответствия.

А.М.С., В.Е.Б., А.Е.Р. выражают благодарность Российскому научному фонду за поддержку исследования (грант РНФ № 14-29-00086).

Список литературы

1. M. Kneissl, T. Wernicke, “Optical and structural properties of InGaN light emitters on non- and semipolar GaN” in III-Nitride Semiconductors and Their Modern Devices, Bernard Gil (Ed), Oxford University Press (2013).
2. A.E. Romanov, J. Appl. Phys. 100 (2006) 023522.
3. D.F. Feezell, J. Display Technology 9 (2013) 190.
4. Y. Zhao, Appl. Phys. Lett. 100 (2012) 201108.
5. M. Adachi, Jap. J. Appl. Phys. 53 (2014) 100207.
6. D. Sizov, Appl. Phys. Express 7 (2014) 112701.
7. A. Pourhashemi, Appl. Phys. Lett. 106 (2015) 111105.
8. D.L. Becerra, Appl. Phys. Lett. 105 (2014) 171106.
9. S. Ploch, Appl. Phys. Lett. 101, 202102 (2012).
10. M.T. Hardy, Appl. Phys. Lett. 100 (2012) 202103.
11. S. Yoshida, Appl. Phys. Lett. 99 (2011) 131909.
12. P.S. Hsu, Appl. Phys. Lett. 100 (2012) 171917.
13. B. Jahnen, MRS Internet Journal of Nitride Semiconductors 3 (1998) 39.

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНОГО ГИСТЕРЕЗИСА В ДИСПРОЗИИ

Любимова Ю. В.[1], Кустов С. Б.[1,2], Романов А. Е.[1,3]

[1]*Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия*
[2]*Университет Балеарских островов, Отделение Физики, Пальма де Майорка, Испания*
[3]*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия*
Vasilek1991@mail.ru

Механомагнитная спектроскопия (ММС) – высокочувствительный метод исследования магнитупругой связи, основанный на измерении периодической магнитной индукции, вызванной деформацией (обратимый эффект Виллари) [1, 2].

Детали сложной фазовой диаграммы H-T диспрозия остаются неясными [3,4,5], что требует применения новых методов исследования. Целью данной работы является изучение:

- сложной фазовой диаграммы H-T диспрозия в антиферромагнитной (АФ) фазе [3,4,5], в частности, в области обнаруженной критической точки Виллари при 166 К, совпадающей с переходом вихревая-геликоидальная структура (критическая точка Виллари – точка вдоль кривой намагничивания, где магнитная индукция теряет свою чувствительность к приложенному механическому напряжению) [6];

- магнитного гистерезиса при низких полях в АФ фазе с использованием ММС, затруднительное или нереализуемое с использованием стандартных методов [3].

Методика эксперимента заключается в следующем: вещественная часть с амплитудой B_0 обратимого эффекта Виллари в поликристаллическом диспрозии (99.9% чистоты) определялась из амплитуды и фазы данного эффекта как функции температуры (80 – 250 К) при различных поляризующих магнитных полях и как функции периодического магнитного поля (до 18 кА/м) при фиксированных температурах с использованием ультразвуковой методики [1]. Измерения проводились при охлаждении и последующем нагреве образцов: а) до 95 К (без перехода в ферромагнитную (ФМ) фазу); б) до 80 К (с переходом в ФМ фазу).

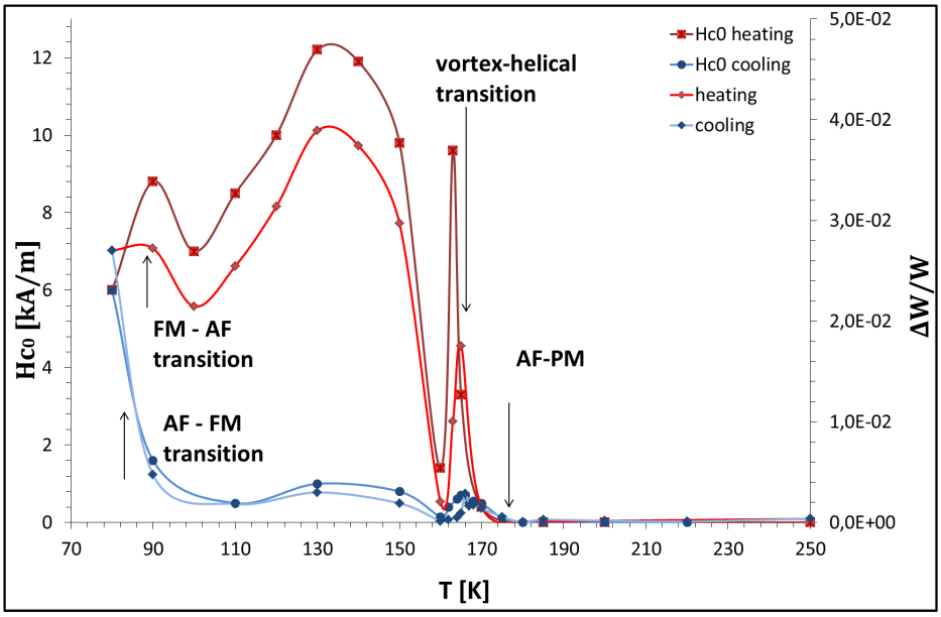


Рис.1. Зависимости ширины H_{c0} и относительной площади $\Delta W/W$ петли гистерезиса от температуры при охлаждении и нагреве от 80 К

В работе обнаружено значительное отличие ширины H_{c0} и относительной площади $\Delta W/W$ гистерезисных петель $B_0(H)$ при охлаждении и нагреве образца из ФМ фазы (рис. 1). Тем не менее, $\Delta W/W$ и H_{c0} остаются пропорциональными в широком диапазоне температур и демонстрируют ярко выраженную особенность при переходе из вихревой фазы в геликоидальную антиферромагнитную (в критической точке Виллари T = 166 К) (рис. 1).

Была получена зависимость внутреннего трения при охлаждении и нагреве в диапазоне температур 80 – 290 К. Наблюдается значительное отличие зависимости внутреннего трения при нагреве от 80 К (из ФМ фазы) по сравнению с нагревом от 90 К (из АФ фазы) (рис. 2). Данные на вставке показывают особенности внутреннего трения в районе температуры Нееля и критической точки Виллари. Различие спектров при охлаждении и нагреве наиболее значительно при нагреве из ФМ фазы, но это различие практически исчезает выше критической точки Виллари. Вероятнее всего, это связано с тем, что при нагреве из ферромагнитной фазы дислокации имеют ферромагнитное упорядочение и сохраняют это состояние до перехода из вихревой в геликоидальную АФ фазу.

Поскольку в данном эксперименте измеряется периодическая магнитная индукция, вызванная деформацией, представляет интерес установить взаимосвязь между измеренной величиной $B_0(H)$ и традиционной магнитной индукцией $B(H)$. Была разработана модель, позволяющая установить характер зависимости $B(H)$ в АФ фазе вплоть до критической точки Виллари (рис. 3).

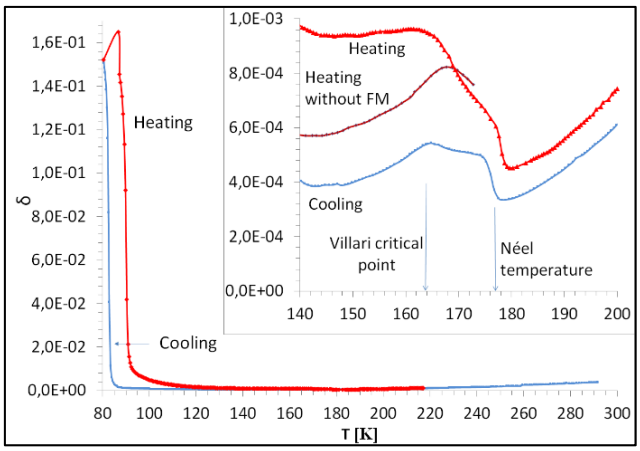


Рис.2. Зависимость внутреннего трения от температуры при охлаждении и нагреве. На вставке показан диапазон температур 140 – 200 К

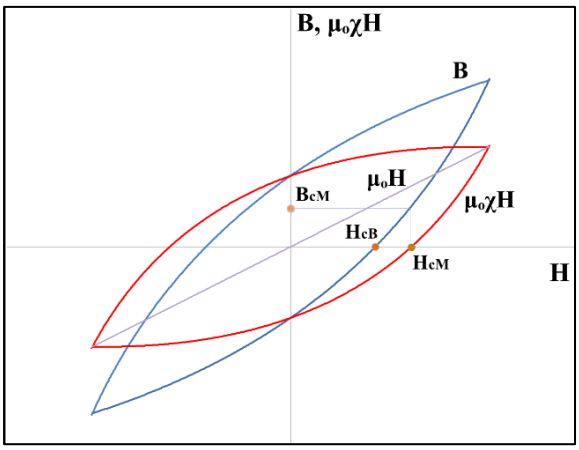


Рис.3. Параметры B-H и M-H петель гистерезиса. H_{cM} – коэрцитивная сила при нулевой намагниченности, H_{cB} – коэрцитивная сила при нулевой индукции, B_{cM} – индукция, соответствующая коэрцитивной силе H_{cM}

Схема на рис. 3 позволяет получить связь между шириной гистерезиса при $B=0$, H_{cB}, и при $M = 0$, H_{cM}, (совпадающей с H_{c0}, определяемой в наших экспериментах):

$$H_{cB} = \frac{H_{cM}(\mu - 1)}{\mu}, \qquad (1)$$

где μ – дифференциальная магнитная восприимчивость образца при $H = H_{cB}$. Зная значения H_{c0} и используя результаты измерения магнитной восприимчивости (рис. 4) была рассчитана ширина гистерезиса магнитной индукции $B(H)$ (рис. 5). Рис. 5 показывает, что ширина гистерезиса H_{c0} в АФ фазе значительно выше, чем H_{cB}, что позволяет исследовать детали гистерезиса даже на охлаждении, что было ранее затруднительно [3]. Значения H_{cB}, полученные для нагрева, согласуются с известными данными [3].

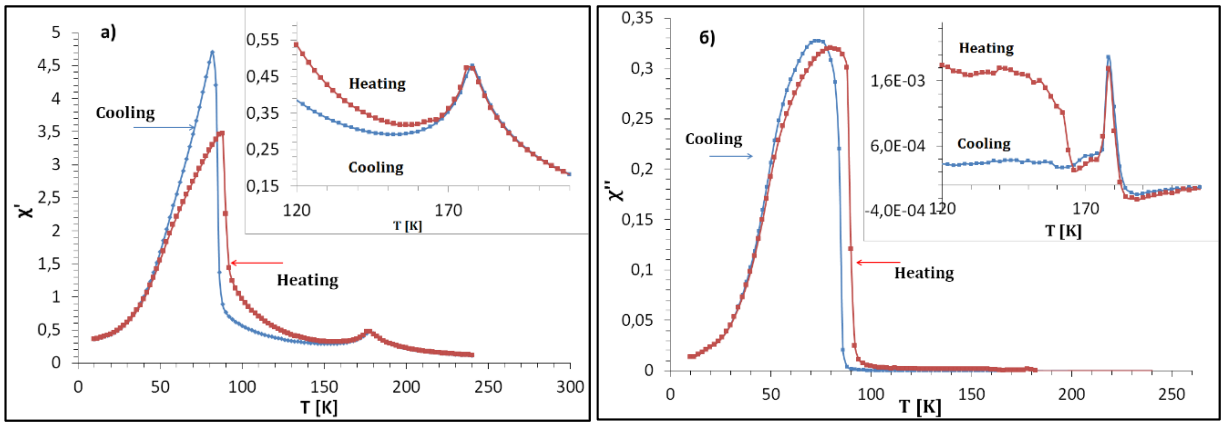


Рис.4. Действительная (*а*) и мнимая (*б*) части магнитной восприимчивости

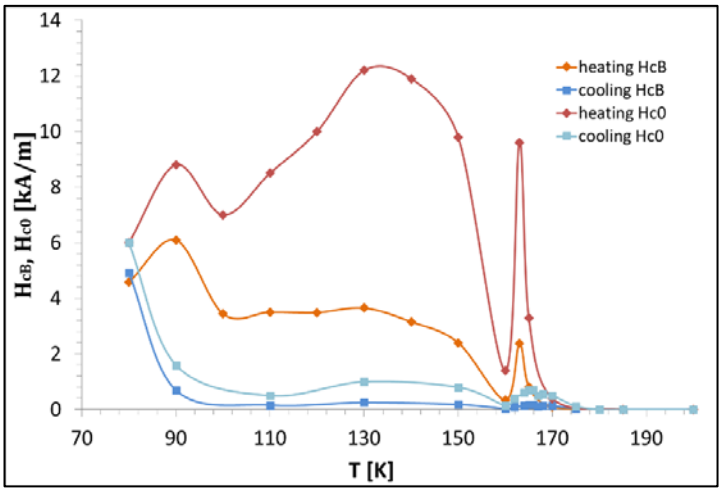


Рис.5. Зависимости ширины H_{c0}, полученной в эксперименте, и рассчитанной коэрцитивной силы H_{cB} от температуры при охлаждении и нагреве

Пик при 166 К соответствует критической точке Виллари, когда гистерезисные петли ориентируются вдоль оси H их величина приближается к амплитуде приложенного поля. Модель, представленная на рис. 3, не работает в данной области. Важно отметить, что и мнимая часть восприимчивости демонстрирует ярко выраженную особенность в критической точке Виллари при нагреве (рис. 4(*б*)).

Таким образом, температурная зависимость ширины H_{c0}, относительной площади $\Delta W/W$ петли гистерезиса и ультразвукового внутреннего трения согласуется с поведением магнитной восприимчивости и подтверждает наличие магнитного фазового перехода около 166 К, совпадающего с критической точкой Виллари. Различное поведение магнитных свойств и поглощения ультразвука при охлаждении и нагреве из ферромагнитной фазы обусловлен существованием остаточной ФМ фазы, возможно в форме дислокаций, сохраняющих локальное ферромагнитное упорядочение вплоть до перехода в вихревую фазу в области критической точки Виллари.

Список литературы

1. S. Kustov, F. Masdeu, E. Cesari, *Appl. Phys. Lett*. **89** (2006) 061917.
2. M.L. Corró, A. el Hichou, S. Kustov, *J. Magn. Magn. Mat*. **400** (2016) 141.
3. S. Kobayashi, *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011) 057207.
4. A.S. Chernyshov, et al, *Phys. Rev*. B **71** (2005) 184410.
5. M. T. Alkhafaji, and N. Ali J. Alloys Compd (1997) 250 659
6. M.L. Corró, et al, *J. Phys. D: Appl. Phys*. **49** (2016) 015001

ТРАНСФОРМАЦИЯ МОРФОЛОГИИ ПОВЕРХНОСТИ ТОНКИХ ФОЛЬГ Pt, Mo, W ПРИ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ И РАЗРЫВЕ ОБРАЗЦОВ В СВЕРХВЫСОКОМ ВАКУУМЕ

Корсуков В.Е., Князев С.А., Корсукова М.М., Обидов Б.А.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт Петербург, Россия
vjacheslav.korsukov@mail.ioffe.ru

Данная работа является продолжением серии экспериментов, проводимых в ФТИ им. А.Ф. Иоффе, по исследованию структурных изменений на поверхности твердых тел при температурном и механическом воздействии в сверхвысоком вакууме (СВВ) [1-4, 10].

1. Объекты и методы исследования

В качестве объектов исследования были выбраны холоднокатаные фольги Pt и горячекатаные фольги Mo и W. Из тонких поликристаллических лент чистоты 99,9% были вырезаны образцы длиной 3cm, шириной 0,3mm и толщиной ~ 0.2μm. В начале поверхность образцов чистилась обработкой в ацетоне и изопропиловом спирте с последующей сушкой в сухом азоте. После этого образцы помещались в установку для анализа атомной структуры и измерения химического состава поверхности, где также производились рекристаллизация образцов и нагружение [2]. Образцы в установке крепилась на устройстве, которое позволяло нагревать образец до $2000C^0$ и растягивать.

В работе использовались дифракция медленных электронов (ДМЭ), электронная оже спектроскопия (ЭОС), атомная силовая микроскопии (АСМ).

2. Результаты эксперимента и обсуждение

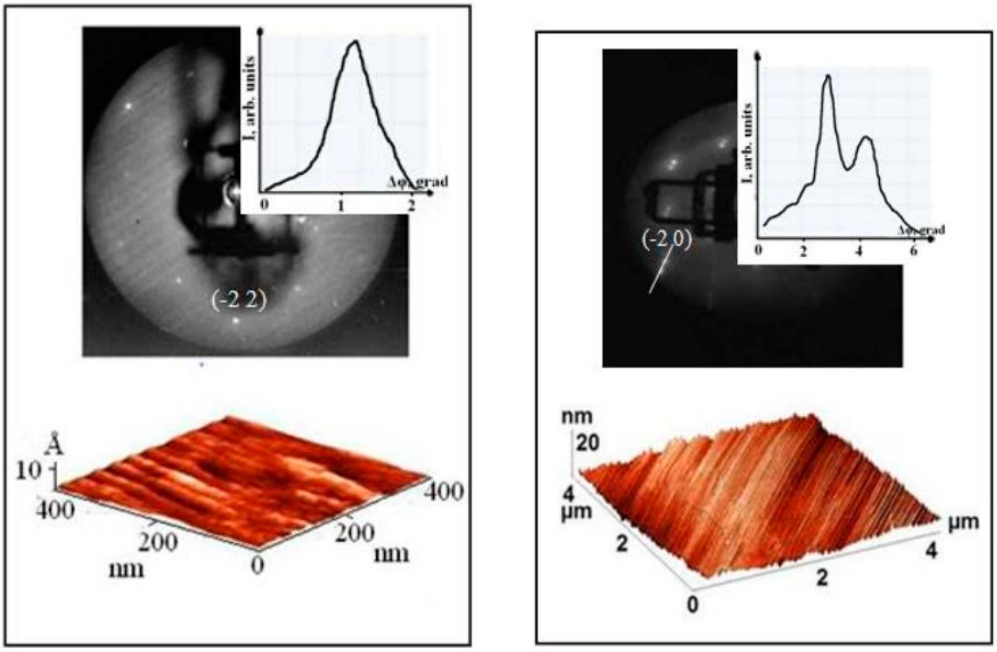
2.1. Трансформация поверхности фольг Pt

Рекристаллизация производилась циклами: путем нагрева в кислородной атмосфере и СВВ. Режимы рекристаллизации описаны в [1-3, 6]. Для платины поверхность состояла из плотноупакованной грани Pt (111) 1x1, но рельефы поверхности могут быть различными. На рис. 1 показаны поверхности и картины ДМЭ от этих поверхностей. На рис. 1a показана картина ДМЭ от рекристаллизованной поверхности, содержащей преимущественно атомно плоские участки, и топограмма АСМ этой поверхности. Видно, что картина ДМЭ Pt (111) 1x1 от такой поверхности представлена практически точечными рефлексами. Из рисунка видно также, что угловая полуширина дифракционных максимумов составляет величину 0.5^0. Топограмма, помещенная ниже, показывает, что поверхность практически атомно гладкая. На рис. 1b представлена картина ДМЭ от гофрированной поверхности. Видно, что все рефлексы расщеплены в направлении [121] на величину 2^0. Топограмма, которая помещена под картиной дифракции, показывает, что гофры различных масштабов имеют одинаковую ориентацию Поверхности, помещенные на рис. 1a, могут служить подложками для выращивания квантовых точек [4, 6]. Поверхности, помещенные на рис. 1b, работают как дифракционные решетки для различных диапазонов спектрального излучения [1].

2.2. Нагружение Pt

Вопрос трансформации поверхности под влиянием растяжения изучался нами ранее [1–3]. При динамической рекристаллизации (отжиг с растяжением образца) получаются поверхности с однонаправленными гофрами (см. рис. 1*b*). Нагружение при комнатной температуре приводит к раздвоению рефлексов ДМЭ. Это интерпретируется как образование ступенек, либо как образование однонаправленных гофров на поверхности образца. Основной результат – перед разрывом образца наблюдается тенденция перехо-

да поверхности из мульти- в монофрактальное состояние. При этом картина дифракции исчезает [1,2].



а *б*

Рис.1. Картины ДМЭ и АСМ топограммы поверхностей Pt(111) – 1x1. *a* – атомно гладкая поверхность. *b* – поверхность с однонаправленными гофрами.

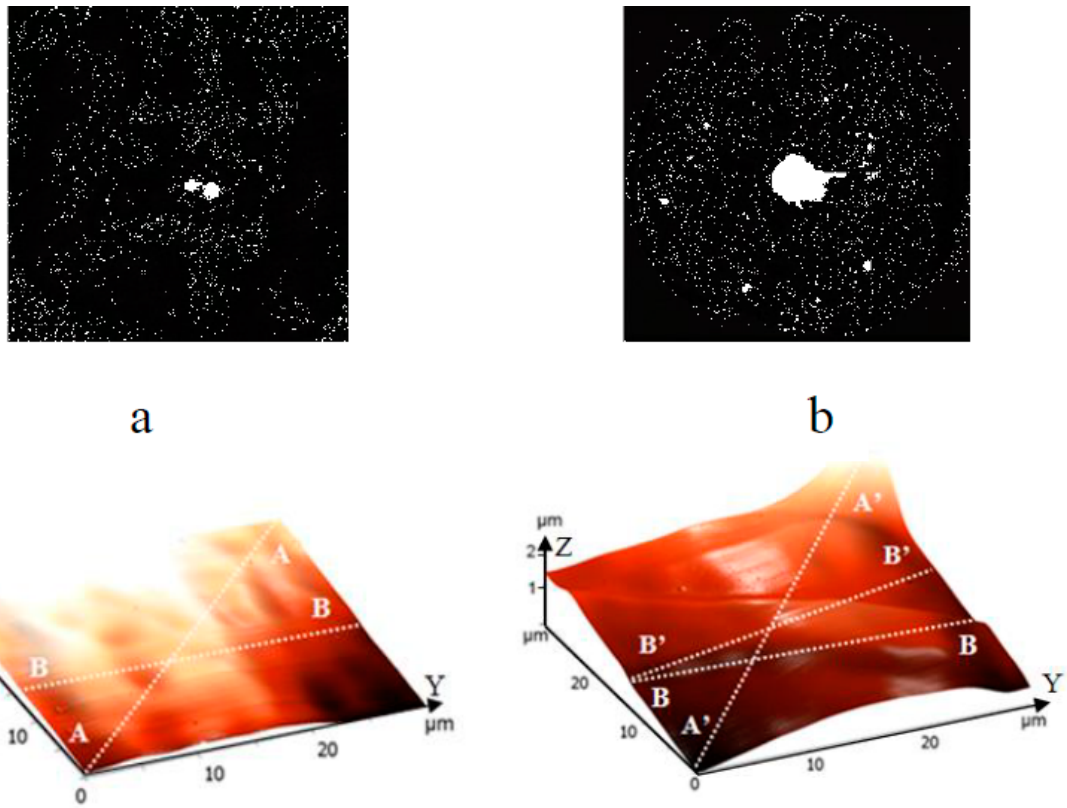


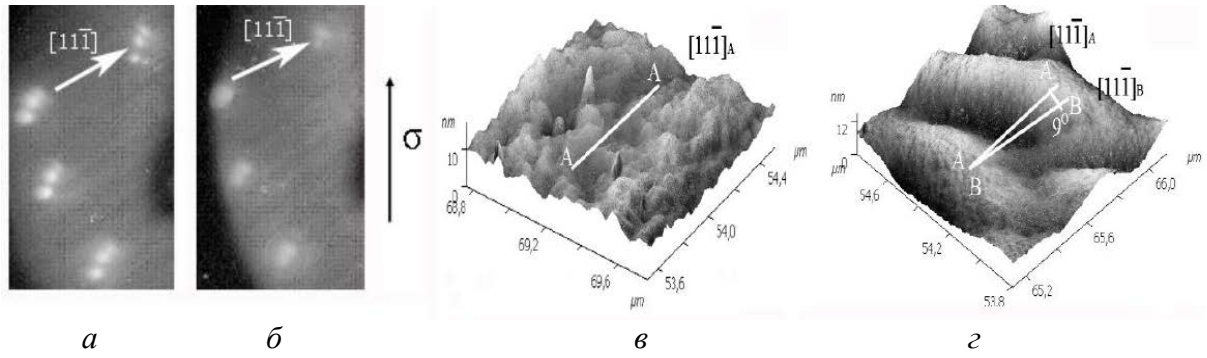
Рис.2. ДМЭ и АСМ топограммы поверхности. *b* – вблизи, *a* – вдали от места будущего разрыва

2.3. Трансформация поверхности фольг Mo (100) при растяжении образца

На рис. 2 показаны картины ДМЭ от областей поверхности образца Mo фольги, находящихся на разных расстояниях от места предстоящего разрыва Mo фольги. *a* – вдали, *b* – вблизи от разрыва. После разрыва образца были получены топограммы поверхности. Фрактальная размерность D_a = 2.3, D_b = 2.1. Из анализа рис. 2 следует, что поверхность перед разрывом переходит в дифракционно неупорядоченное состояние. Кроме того происходит разворот кристаллических структур в латеральной и перпендикулярной ей плоскостях на 5–15^0.

2.4. Трансформация поверхности фольг W(112) при растяжении образца

На рис. 3 показаны картины ДМЭ от областей поверхности образца W (112) 1x1, находящихся на разных расстояниях от места предстоящего разрыва. После разрыва образца были сняты АСМ топограммы. Фрактальная размерность D_c = 2.3, D_d = 2.1. Из анализа рис. 3 *a, b, c, d*. были сделаны следующие выводы. После разрыва образца поверхность переходит из монофрактального в мультифрактальное состояние. Кроме того, происходит разворот кристаллических структур в латеральной и перпендикулярной ей плоскостях на 3–6^0.



а *б* *в* *г*

Рис.3. Часть картин ДМЭ, (*a, b*) от нагруженного образца и АСМ топограммы, (*c, d*) того же образца после разрыва; *a, c* – вдали от места будущего разрыва; *b, d* – вблизи от места разрыва

Список литературы

1. В.Е. Корсуков, С.А. Князев, А.Л. Буйнов, М.М. Корсукова, С.А. Немов, Б.А. Обидов, ПЖТФ, 2013, т. 39, в. 8, с. 55
2. В.Л. Гиляров, В.Е. Корсуков, М.М. Корсукова, И.П. Щербаков, ФТТ, 2015, т. 57, в. 6, с. 152
3. С.А. Князев, В.Е. Корсуков, М.М. Корсукова, И.И. Пронин, K. Schierbaum. ЖТФ, 2007, т. 77, в. 8, с. 140-142
4. Оура К., Лифшиц В.Г., Саранин А.А. и др. Введение в физику поверхности, М. Наука, 2006, 490С
5. Emsle, John. Nature's Building Blocks. Oxford: Oxford University Press. 2001 pp. 262–266. ISBN 0-19-850341-5
6. В.Е. Корсуков, С.А. Князев, А.В. Анкудинов, М.М. Корсукова, Б.А. Обидов, ПЖТФ, 2014, т. 40, в. 6, с. 35-41.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОКАЛИЗАЦИИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ БИМЕТАЛЛА СТ3+Х18Н8 МЕТОДОМ КОРРЕЛЯЦИИ ЦИФРОВЫХ СПЕКЛ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Баранникова С.А[1,2]., Бочкарева А.В[1]., Ли Ю.В[1,2]., Лунев А.Г[1]., Зуев Л.Б[1,2].

[1]Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, г. Томск, Россия,
[2]Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия,
bsa@ispms.ru, avb@ispms.ru, shgv@ispms.tsc.ru, jul2207@mail.ru, lbz@ispms.ru, agl@ispms.ru

В настоящее время биметаллы занимают важное место в современной промышленности, так как присутствующие в них свойства разнородных материалов, дополняя друг друга, образуют новую, нехарактерную для известных монометаллов и сплавов совокупность свойств (таких, например, как высокая прочность и коррозионную стойкость). Однако существует ряд недостатков технологических процессов производства биметаллов, поводящих к снижению их качества. В связи с этим необходимо расширение знаний о процессах соединения разнородных металлов их совместной пластической деформации и изменении механических свойств в процессе эксплуатации [1].

Изучение природы пластической деформации твердых тел привело к заключению о том, что пластическое течение неоднородно на любом своем этапе. Универсальность этого тезиса прослеживается на микро-, мезо- и макроскопическом масштабных уровнях [2]. В [3] показано, что пластическая деформация металлов и сплавов имеет тенденцию к локализации на макроскопическом уровне на всех стадиях процесса течения. Использование универсального измерительного комплекса ALMEC-tv позволяет проследить эволюцию распространения зон локализации в материале и определить особенности их распространения при испытании материала на одноосное растяжение, а также определить параметры локализации пластического течения.

Для исследования был выбран биметаллический материал Ст.3+Х18Н8, полученный методом заливки с последующей прокаткой на необходимую толщину 8 мм. Толщина плакирующего слоя составляла 0,6 мм.

Предварительно подготовленные образцы в форме двойной лопатки с размерами рабочей части 50×8×2 мм растягивались при T = 300 К со скоростью $6{,}67\times10^{-5}$ $с^{-1}$ на испытательной машинеLFM-125. Дополнительная информация о поведении деформируемого материала была получена на основе одновременной регистрации малых изменений скорости распространения ультразвука, измеряемых с помощью прибора ИСП-12.

Деформационная кривая и кривая изменения скорости ультразвука при растяжении образцов Ст.3+Х18Н8 представлены на рис. 1. Анализ кривой пластического течения показал, что скорость ультразвука существенно меняется при растяжении образца, а именно, происходит плавное возрастание скорости ультразвука на площадке текучести с последующим монотонным убыванием. Скорость ультразвука возрастает при уменьшении внутренних напряжений в материалах и уменьшается при их увеличении.

Кривая пластического течения (рис.1) относится к диаграммам общего типа, которые описываются уравнением Людвика:

$$\sigma(\varepsilon) = \sigma_y + \theta\varepsilon^n \qquad (1)$$

где ε и σ – текущие напряжение и деформация, σ_y – предел текучести, θ – коэффициент деформационного упрочнения; $n \leq 1$ – показатель деформационного упрочнения. Использование уравнение Людвика и представление кривой нагружения в системе коорди-

нат $\ln(s - s_0) = f(\ln e)$ позволяют выделить соответствующие стадии на деформационной кривой, где показатель n является постоянным и меняется дискретно от участка к участку, где s – истинное напряжение, без учета изменения поперечного сечения рабочей части в ходе одноосного растяжения, МПа; *e* – истинная деформация.

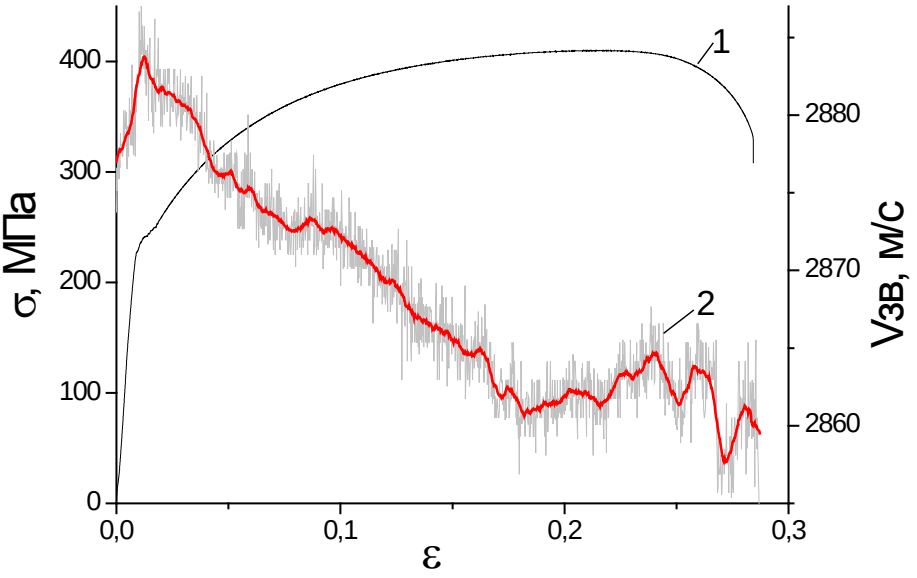


Рис. 1. Диаграмма нагружения (1) и кривая изменения скорости ультразвука (2) при одноосном растяжении триметалла

Анализ стадийности деформационной кривой выявил наличие следующих стадий: после переходного участка от упругой части к пластическому течению наблюдается площадка текучести; стадия линейного деформационного упрочнения протяженностью общей деформации ε_{tot}= 0,037÷0,049; стадия параболического деформационного (Тейлоровского) упрочнения с показателем параболичности *n* = 1/2 протяженностью общей деформации ε_{tot} =0,11÷0,188 и стадия предразрушения с показателем параболичности *n* < 1/2 протяженностью до 0,22 общей деформации.

Пластическая деформация композиции начинается с зарождения на границах раздела триметалла полосы Людерса в основном металле Ст.3. Однако высокопрочный плакирующий металл Х18Н8 препятствует распространению полосы Людерса с постоянной скоростью от захвата машины как базового концентратора напряжений. Поэтому движение начальной полосы происходит скачкообразно - по мере зарождения и прохождения через все сечение образца других полос Людерса от границ раздела "плакирующий металл – основной металл" и представляет собой эстафетное распространение фронтов полос Людерса, зарождающихся как вблизи захватов, так и на противоположных границах раздела триметалла.

Процесс фрагментации и разрушение триметалла обусловлены формированием концентраторов напряжений на внутренней границе раздела "плакирующий металл – основной металл". На стадии в области образования шейки формируется две макрополосы локализованной пластической деформации (рис. 2 *а*). Они распространяются по сопряженным направлениям максимальных касательных напряжений через все сечение образца, образуя в области шейки трехгранные призмы на противоположных границах раздела триметалла (рис. 2 *б*). Трещины зарождаются в области основного металла в вершине трехгранных призм, постепенно сливаясь и проходя через все сечение трехслойной композиции (рис. 2 *в*).

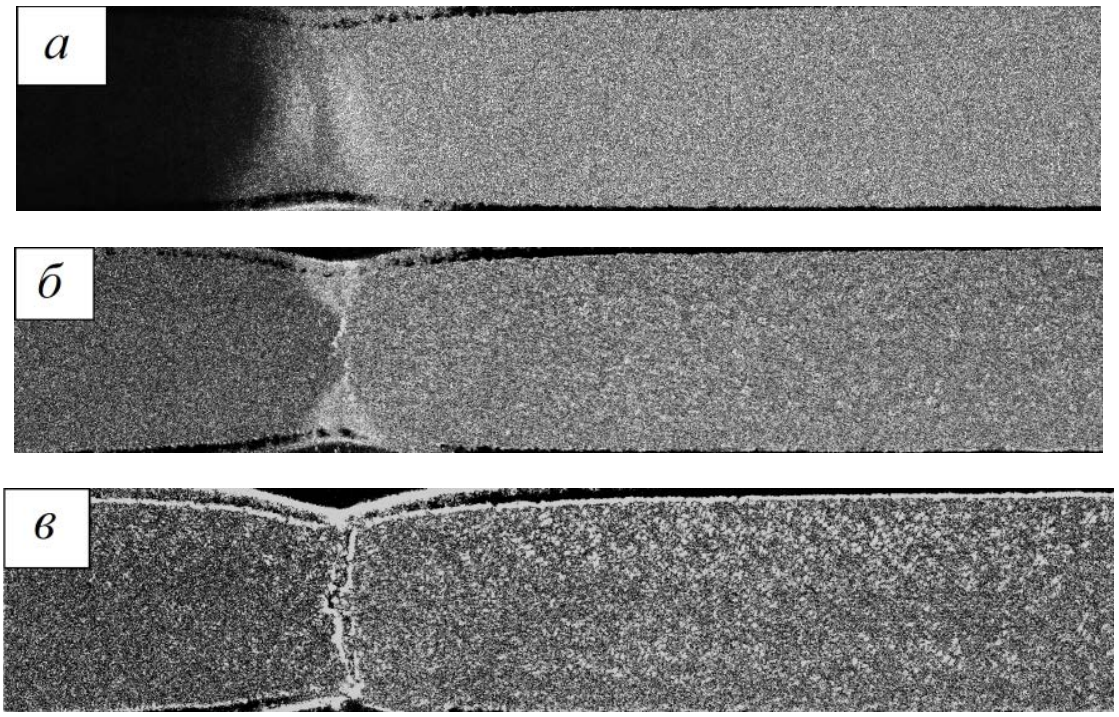


Рис. 2. Картина зарождения и распространения трещины в образце при общей деформации: 15% (*а*); 22% (*б*) и 24% (*в*)

Таким образом, можно сделать вывод, что в целом картина распространения зон локализации соответствует стадиям деформационного упрочнения при растяжении ГЦК, ОЦК и ГПУ чистых металлов и сплавов [3]. Разрушение образца происходит в результате формирования микроконцентраторов напряжений в переходном слое. Вопросы о зарождении и распространении очагов локализации пластической деформации в переходном слое “плакирующий – основной метал“ требуют дальнейших исследований.

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований Государственной академии наук в 2015-2020 гг. и гранта РФФИ №16-08-00385-а.

Список литературы

1. Трыков Ю.П., Сергиенко А.С., Гуревич Л.М., С.А Булаева, Даненко В.Ф. Изменение микромеханических свойств биметаллической проволоки при деформировании // Известия Вологоградского государственного технического университета. Волг. ГТУ. – Волгоград. – 2009. – Т.59. - № 11. - С. 54.
2. Kuhlmann-Wilsdorf D. The low energetic structures theory of solid plasticity. Dislocations in Solid // Ed. by F.R.N. Nabarro and M.S. Duesbery Amsterdam: Elsevier. - 2002. - P. 213-338.
3. Зуев Л.Б., Баранникова С.А. Физика прочности и экспериментальная механика. Новосибирск: Наука, 2011. – 350 с.
4. Плехов О.А., Саинтье Н., Наймарк О.Б. Экспериментальное исследование процессов накопления и диссипации энергии в железе при упругопластическом переходе // Журнал технической физики. – 2007. – Т. 77. – № 9. – С. 135 – 137 .

СТРУКТУРНЫЙ ПОДХОД К МОДЕЛИРОВАНИЮ ОТКОЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ: ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ

Майер А.Е.[1], **Бородин И.Н.**[1-3], **Атрошенко С.А.**[3]

[1] *Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия*
[2] *Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия*
[3] *Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург, Россия*
elbor7@gmail.com

Откольное разрушение – известный феномен, имеющий место в металлах при ударно-волновом нагружении [1,2]. Возникает оно вблизи тыльной поверхности мишени, когда волна сжатия, сформированная при ударе или облучении нагружаемой поверхности мишени, при отражении от свободной поверхности преобразуется в волну растяжения. Разрушение реализуется путем образования и роста полостей. Разработка физической модели разрушения, применимой в широком диапазоне скоростей деформации, необходима для интерпретации существующих экспериментальных данных и математического моделирования процессов динамической деформации металлов [3,4]. В свою очередь, для разработки такой модели необходимы дополнительные экспериментальные исследования.

Модели разрушения, применимые в рамках подхода механики сплошной среды, обычно основываются на уравнениях кинетики различных параметров, характеризующих степень поврежденности материала. Метод «зарождения и роста» [5] является наиболее физически обоснованным подходом, так как использует представления о концентрации и размерах возникающих дефектов (микротрещин, пор) – естественных и измеряемых параметров. Кратко опишем модель разрушения, дополняющую уравнения механики сплошной среды и модель пластичности [3]. Будем рассматривать в качестве очагов разрушения сферические поры, обладающие в каждом малом элементе объема среды одинаковым радиусом R. Тогда объемная доля пор $\alpha = \left(4\pi/3\right)R^3 n$, где n – их концентрация. В [4] на основе данных молекулярно-динамического моделирования предложено следующее уравнение роста поры за счет пластической деформации в ее окрестности

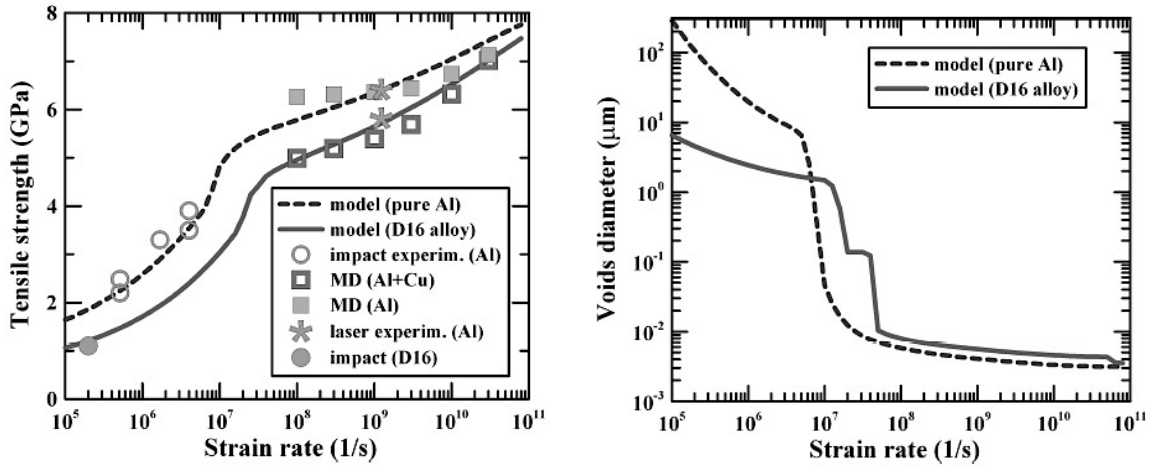
$$\dot{R} = R\left[\left(2\sigma_\tau^{\max}/Y\right)^{1/3} - 1\right]\left(bV_D\rho_D/\sqrt{6}\right), \qquad (1)$$

где $\sigma_\tau^{\max} = GP/K - 3G\left[\gamma/R + P\left(G/K + 1/2\right)\right]/\left[2G - \gamma/R\right]$ есть максимальное касательное напряжение в окрестности полости, возникающее при расширении или сжатии поры под действием давления P и поверхностного натяжения γ, G – модуль сдвига, K – объемный модуль упругости, Y – статический предел текучести, b – модуль вектора Бюргерса, ρ_D – скалярная плотность дислокаций, определяемая моделью кинетики с учетом образования дислокаций на поверхности поры [4], V_D – скорость дислокаций в касательных напряжениях $\sigma_\tau^{\max}$

$$V_D = \left(b/B\right)\left[\sigma_\tau^{\max} - Y/2\right]\left[1 - \left(V_D/c_t\right)^2\right]^{3/2}, \qquad (2)$$

где B – коэффициент фононного трения, c_t – поперечная скорость звука. Уравнение для n учитывает образование новых пор и активизацию существующих в материале. Уравнения (1), (2) для роста пор вместе с уравнением для n составляют модель разрушения металлов. Для определения большинства коэффициентов модели использовались данные молекулярно-динамических расчетов.

На рис. 1 представлены результаты численного моделирования откольного разрушения в чистом алюминии и алюминиевом сплаве Д16. На рис. 1*а* показано сравнение расчетов с экспериментальными данными и данными молекулярно-динамического моделирования по скоростной зависимости предела прочности алюминия в области высоких скоростей деформации [6–9]. Видно хорошее соответствие экспериментальным данным и две различные моды разрушения образца. На рис. 1*б* представлены расчетные зависимости для среднего диаметра микрополостей при разрушении материала. Этот диаметр должен соответствовать набюдаемому размеру элементов микроструктуры на поверхности разрушения материала в эксперименте.



а *б*

Рис. 1. Сравнение расчетных кривых с данными экспериментов [6–9] и молекулярно-динамических расчетов (*а*) и расчетная зависимость размера микрополостей при разрушении материала от скорости деформации (*б*)

На рис. 2 приведены результаты сравнения расчетного профиля скорости тыльной поверхности мишени из нержавеющей стали толщиной 4 мм после соударения со скоростью 660 м/с с алюминиевым ударником толщиной 0.4 мм в сравнении с экспериментальными данными [10].

Интересно сравнить результаты расчетов представленных на Рис. 1б с микроструктурными исследованиями поверхности откольного разрушения образцов алюминиевого сплава Д16, нагруженного Ю.И. Мещеряковым с сотрудниками [11] при аналогичных численным экспериментам условиях. Исследования поверхности разрушения нагруженных образцов проводились на оптическом микроскопе Axio-Observer-Z1-M в темном поле. Поверхность разрушения исследовалось при различных увеличениях от 100х до 500х. Проводились измерения полостей вязкого разрушения и других элементов структуры на разных масштабных уровнях. Во всех случаях области вязкого разрушения соседствуют с областями хрупкого. Было измерено более 350 элементов вязкого разрушения на разных площадках поверхности разрушения вблизи ее основания. На Рис. 3 показана гистограмма распределения полостей по размерам. Представлена доля различных полостей (от 1 до 16 мкм) на этом масштабном уровне. Количество элементов структуры с размерами 2-4 мкм существенно превышает количество всех остальных элементов. Множество пор субмикрометровых размеров не вошли в эту диаграмму, так как они сложны для измерений и, по сути, образуют уже следующий масштабный уровень, заполняя поверхность более крупных элементов микроструктуры.

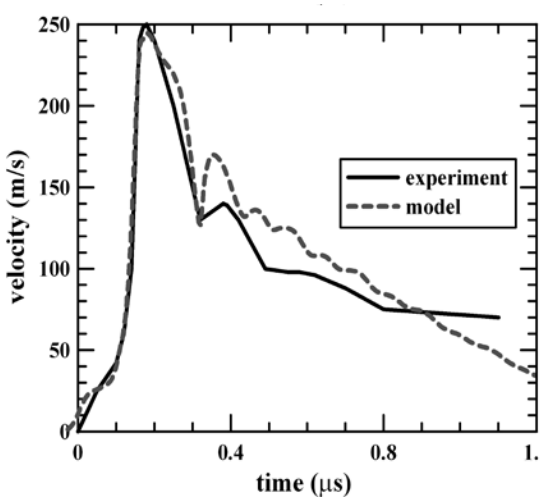


Рис. 2. Сравнение экспериментального [10] и расчетного профиля скорости тыльной поверхности нержавеющей стали.

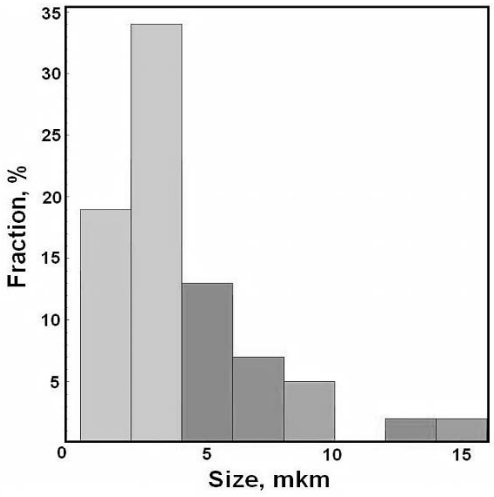


Рис. 3. Гистограмма распределения доли волокна в изломе при вязком разрушении (в %) по размерам (в микрометрах).

Заключение

Предложенная модель откольного разрушения удовлетворяет экспериментальным данным для чистых металлов и сплавов в широком диапазоне скоростей деформации. Важной ее особенностью является то, что она описывает обе экспериментально наблюдаемые моды откольного разрушения, что приводит к резкому увеличению размеров элементов поверхности разрушения до микрометровых размеров в диапазоне скоростей деформации 1–10/мкс.

Проведенные микроструктурные исследования поверхностей откольного разрушения дают средний размер элементов вязкого разрушения, согласующийся с диаметром микропор, которые дает предложенная модель разрушения. Именно образование пор размерами от 2 до 6 мкм на этом масштабном уровне, вероятно, является ключевым в процессе откольного разрушения материала.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект №14-11-00538).

Список литературы

1. Staudhammer K.P., Murr L.E., Meyers M.A. (eds) 2001 Fundamental Issues and Applications of Shock-Wave and High Strain-Rate Phenomena (Oxford: Elsevier)
2. Kanel G.I., Fortov V.E., Razorenov S.V. 2007 Phys. Usp. 50 771–791
3. Mayer A.E., Khishchenko K.V., Levashov P.R., Mayer P.N. 2013 J. Appl. Phys. 113 193508
4. Krasnikov V.S., Mayer A.E. 2015 Int. J. Plast. 74 75–91
5. Barbee T.W., Seaman J.L., Crewdson R.J., Curran D.R. 1972 J. Mater. JMLSA 7 393–401
6. Pogorelko V.V., Mayer A.E. 2015 Mater. Sci.: Eng.: A 642 351–359
7. Kanel G.I., Razorenov S.V., Baumung K. 2001 J. Appl. Phys. 90 136–143
8. Garkushin G.V., Razorenov S.V., Kanel G.I. 2008 Phys. Solid State 50 839–843
9. Ashitkov S.I., Agranat M.B., Kanel G.I., Komarov P.S., Fortov V.E. 2010 JETP Lett. 92 516–520
10. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортов В.Е. 2008 Экспериментальные профили ударных волн в конденсированных веществах. (М.: ФИЗМАТЛИТ)
11. Мещеряков Ю.И., Диваков А.К., Атрошенко С.А., Наумова Н.С. 2010 Письма в ЖТФ, 36 17-24

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕГРАДАЦИИ СТРУКТУРЫ В НАНОСТРУКТУРИРОВАННОМ ТЕХНИЧЕСКИ ЧИСТОМ ТИТАНЕ С РАЗЛИЧНЫМ СОДЕРЖАНИЕМ ПРИМЕСЕЙ

Манохин С.С. [1),2)], Колобова А.Ю. [3)]

[1)]ФГАОУ ВПО Белгородский государственный национальный исследовательский университет, г. Белгород, Россия,
manohin@bsu.edu.ru
[2)]Институт проблем химической физики РАН, г. Черноголовка, Россия
[3)]Московский государственный национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Москва, Россия

Известно, что наноструктурированный (НС) технически чистый титан марок ВТ1-0 и ВТ1-00 обладает одновременно хорошими пластическими и прочностными характеристиками, улучшенной биосовместимостью, поэтому данные материалы находят применение в качестве медицинских изделий (имплантаты, детали конструкций, эндопротезов). Однако, существенным недостатком данного материала, как и всех НС материалов является низкая термостабильность структуры и их свойств. Исследование закономерностей деградации структуры НС титана при повышенных температурах позволит прогнозировать развитие процессов деградации структуры при температурах человеческого тела (310 К) в течение длительных времен (десятки лет).

Выполнен сравнительный анализ влияния примесей на особенности развития процесса рекристаллизации при изотермических отжигах. Для исследования использовался нелегированный титан марок ВТ1-0, ВТ1-00 (ГОСТ 19807-91). Титан марки ВТ1-00 содержит в 2 раза меньшую концентрацию примесей (железа, кислорода, углерода, алюминия). 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 648–723 К, длительность отжига 1 час. 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.

Изображения, полученные методом растровой электронной микроскопии (РЭМ) и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), позволяют получить представление об однородности материала, параметрах микроструктуры и стадиях рекристаллизации. На рисунке 1 приведены изображения микроструктуры технически чистого титана марки ВТ1-00 после отжигов при температурах 375, 400, 425, 450 °С, продолжительностью 1 час. Видно, что в результате отжига при температурах 375,400 и 425°С 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°С имеют вид нормального (Гауссово) распределения. При температурах отжига 450°С 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.

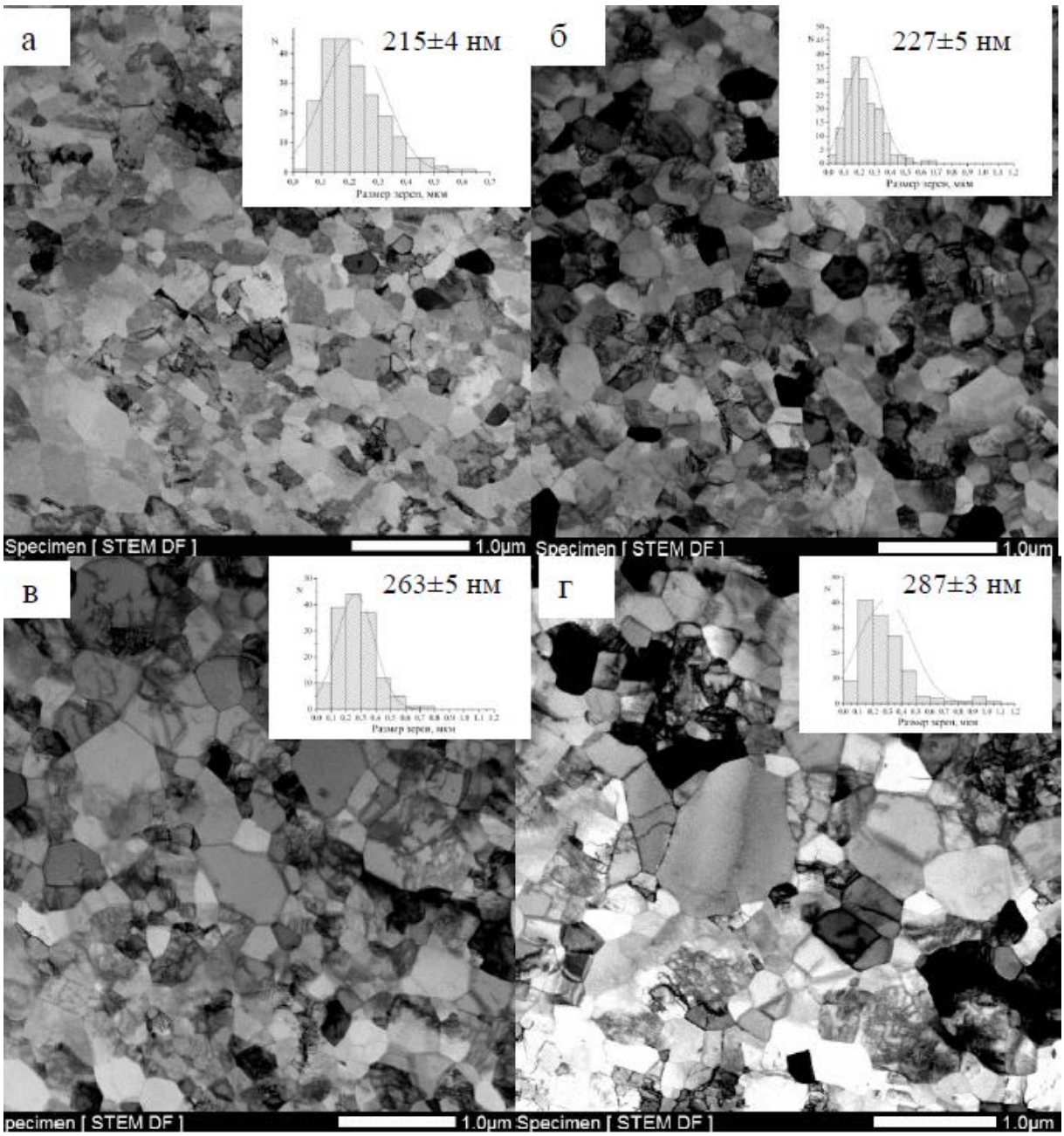
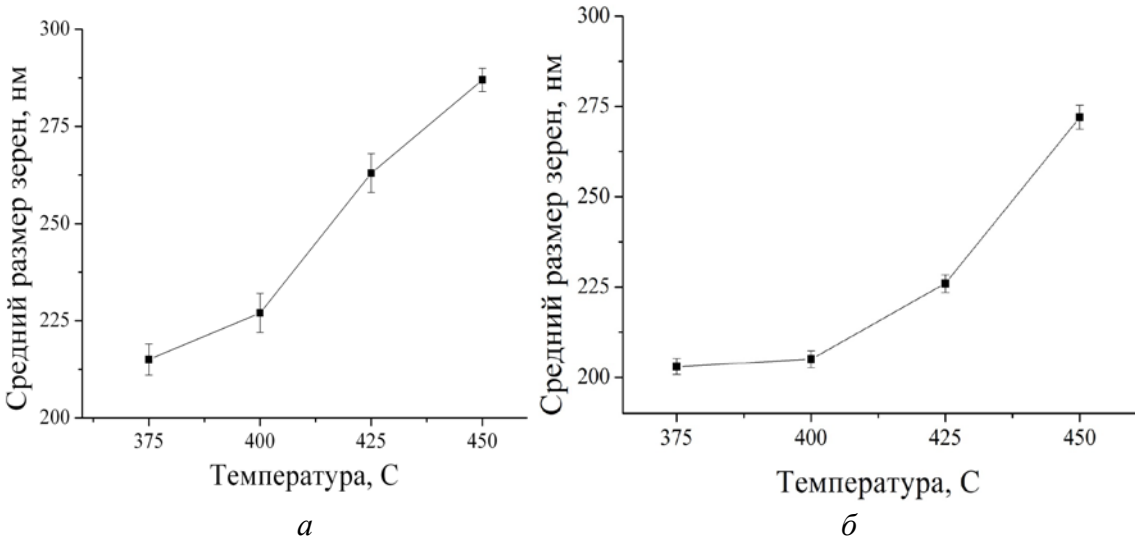


Рис.1. Микроструктура титана марки ВТ1-00: *а*) после отжига 648 K (375 °C), 1 ч.; *б*) после отжига 673 K (400 °C), 1 ч; *в*) после отжига 698 K (425 °C), 1 ч.; *г*) после отжига 723 K (450 °C), 1 ч. Просвечивающая растровая электронная микроскопия в режиме сканирования

При равных условиях изотермического отжига (рис. 2) среднего размера элементов зеренно-субзеренной структуры менее легированный титан (ВТ1-00) демонстрирует более низкую термостабильность по сравнению с материалом с повышенной концентрацией примесей (ВТ1-0).

Общеизвестно, что скорость роста зерен для чистых и, особенно, высокочистых металлов много выше по сравнению с металлами, содержащими примеси и легирующие элементы. Важным фактором, влияющим на процесс рекристаллизации, является взаимодействие границ зерен с сегрегациями примесей и дисперсными частицами вторичных фаз. В работе [1] процесс стабилизации границ зерен в НС титане связывается с зернограничными сегрегациями углерода.



а *б*

Рис. 2. Зависимость среднего размера зерен от температуры отжига для наноструктурированного технически чистого титана марок ВТ1-00 (*а*), ВТ1-0(*б*)

Можно предположить, что существенный вклад в сопротивление миграции границ зерен в рассматриваемом случае могут оказывать высокодисперсные микрокарбиды с ГЦК решеткой пластинчатой морфологии, которые обнаружены и подробно исследованы авторами в серии экспериментов по росту зерен в СМК титане марки ВТ1-0 [2].

Одним из возможных механизмов торможения роста зерен является совместная миграция частиц с границами зерен. При этом границы увлекают за собой частицы и плотность частиц на границах увеличивается. Однако такой механизм маловероятен в исследованных материалах, поскольку скопления частиц на границах не наблюдались. Более вероятным является одновременный квазиоднородный рост зерен и частиц карбидной фазы. В этом случае процесс роста частиц карбидов, контролируемый объемной диффузией углерода или химической реакцией формирования карбида на полукогерентной границе раздела матрица/частица, может определять кинетику и температурную зависимость скорости роста зерен вплоть до температуры начала вторичной рекристаллизация, когда границы отдельных зерен, играющих роль зародышей при таком виде рекристаллизации, отрываются от частиц.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-32-00175 мол_а.

Список литературы

1. Semenova I., Salimgareeva G., Costa G. Da, Lefebvre W., Valiev R. Enhanced Strength and Ductility of Ul-trafine-Grained Ti Processed by Severe Plastic Deformation// Advanced engineering materials. – 2010. – No. 8. – P. 803-807.
2. Колобов Ю.Р., Иванов М.Б., Манохин С.С., Ерубаев Е. Закономерности рекристаллизации субмикрокристаллического титана//Неорганические материалы. 2016. Т. 52. № 2. С. 159.

ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЙ ПЕТЛИ РАДИАЛЬНОЙ ДИСЛОКАЦИИ СОМИЛИАНЫ В УПРУГОМ ШАРЕ

Михеев Д.С.[1], Гуткин М.Ю.[1-3], Колесникова А.Л.[2-3], Романов А.Е.[3-5]

[1] *Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, С.-Петербург, Россия*
[2] *Институт проблем машиноведения РАН, С.-Петербург, Россия*
[3] *Университет ИТМО, С.-Петербург, Россия*
[4] *Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия*
[5] *Тольяттинский государственный университет, Тольятти, Россия*
ds.mikheev@mail.ru; m.y.gutkin@gmail.com;
annakolesnikovaphysics@gmail.com; aer@mail.ioffe.ru

Круговые петли линейных дефектов – дислокаций и дисклинаций Вольтерры и дислокаций Сомилианы – играют важную роль в развитии теоретических моделей, описывающих структуру и физико-механические свойства различных материалов и твердотельных структур. В основе их использования лежит знание упругих полей петли, которые определяются ее геометрическими характеристиками и граничными условиями задачи. К настоящему времени решено большое количество граничных задач теории упругости для круговых петель дислокаций и дисклинаций Вольтерры [1–5]. Список решенных граничных задач для дислокаций Сомилианы значительно короче. Например, для круговой петли радиальной дисклинационной петли (радиальной дислокации Сомилианы) до сих пор изучались только случаи, когда петля залегала параллельно плоским границам раздела – у свободной поверхности упругого полупространства и у межфазной границы [6, 7]. Между тем, такие петли представляют особый интерес для моделирования упруго деформированного состояния и механизмов его релаксации в композитных материалах пониженной размерности, в частности, в композитных наночастицах и нанопроволоках.

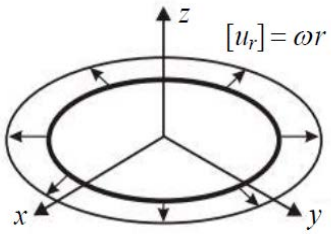


Рис. 1. Круговая петля радиальной дислокации Сомилианы. Показано смещение берегов разреза при введении петли.

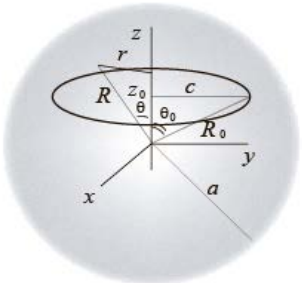


Рис. 2. Круговая петля радиальной дислокации Сомилианы в упругом шаре.

В настоящей работе решена граничная задача теории упругости о круговой петле радиальной дисклокации Сомилианы в упругом шаре. Геометрические характеристики этого дефекта (рис. 1) – скачок смещений и пластическая дисторсия – определяются соответственно формулами [1–3]: $[u_r] = \omega r$ и $\beta_{zr}^{*} = \omega r H(1 - r/c)\delta(z)$, где u_r – радиальное смещение, ω – величина вектора Франка (мощность дефекта), $r^2 = x^2 + y^2$, c – радиус петли, $H(t)$ – функция Хевисайда, $\delta(z)$ – одномерная дельта-функция. Упругие поля и энергия такой петли в бесконечной среде рассмотрены в работах [1–3, 8–10].

Пусть теперь такая петля залегает аксиально симметрично в упругом шаре радиусом a в плоскости $z = z_0$ (рис. 2). Соответствующая граничная задача теории упругости решалась методом А.И. Лурье [11] по схеме, описанной в работе [4]. Решение найдено в виде $\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^{\infty} + \sigma'_{ij}$, где σ_{ij}^{∞} – напряжения от петли в бесконечной среде, а σ'_{ij} – дополнительное поле, обеспечивающее выполнение граничных условий $\sigma_{RR} = 0$ и $\sigma_{R\theta} = 0$ на свободной поверхности шара ($R = a$). Поле петли Сомилианы σ_{ij}^{∞} [1-3] раскладывалось в ряд по полиномам Лежандра с помощью формул, представленных в

работе [5], а затем, используя для вида σ'_{ij} общее решение внутренней объемной задачи теории упругости в сферической системе координат в случае осевой симметрии [11], из граничных условий определялись коэффициенты разложения дополнительного поля σ'_{ij} по полиномам Лежандра.

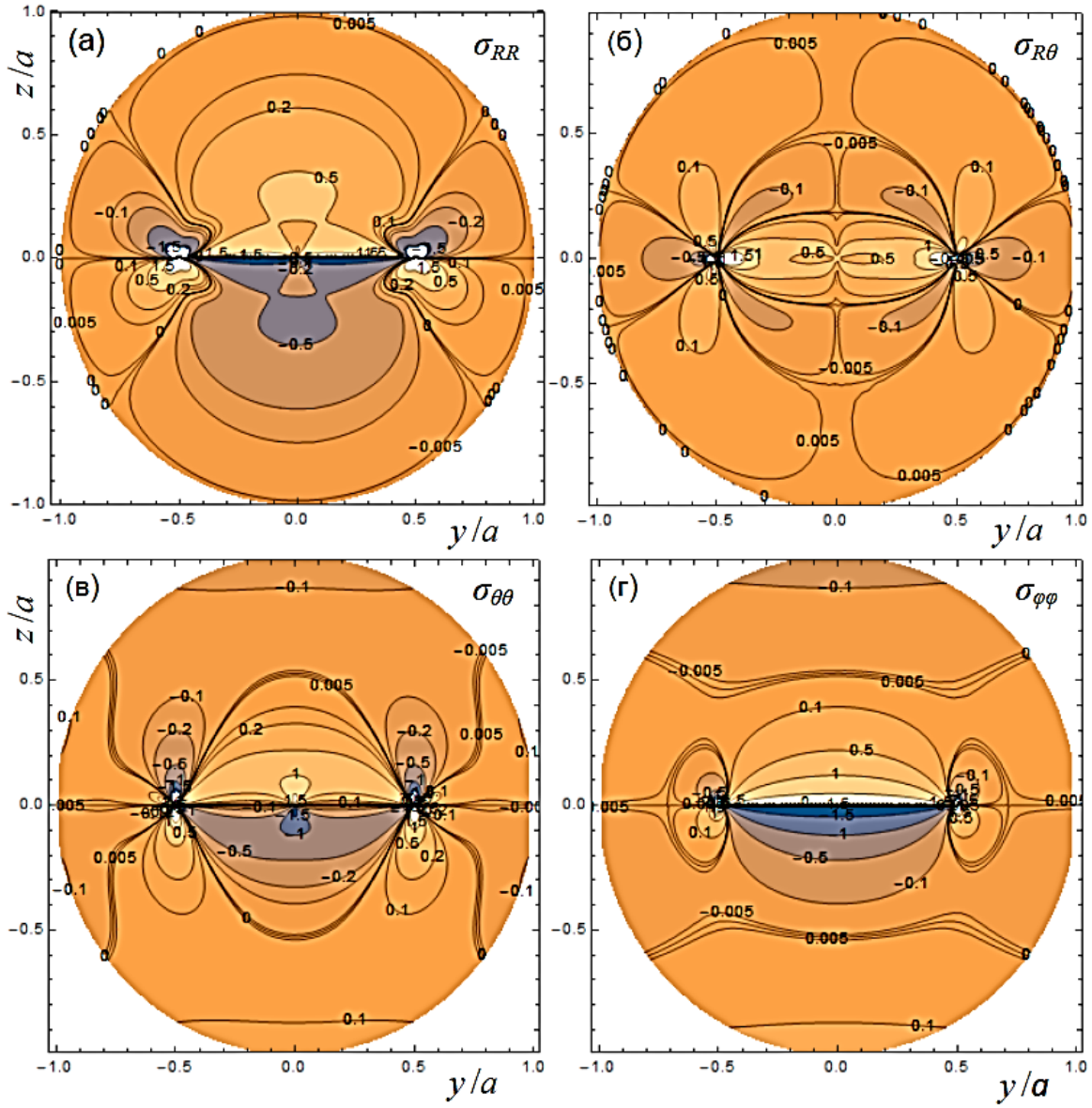


Рис. 3. Карты полей напряжений σ_{RR} (а), $\sigma_{R\theta}$ (б), $\sigma_{\theta\theta}$ (в) и $\sigma_{\varphi\varphi}$ (г) круговой петли радиальной дислокации Сомилианы в меридиональном сечении упругого шара радиусом a. Петля радиусом $c = 0.5a$ залегает в экваториальной плоскости ($z_0 = 0$). Значения напряжений даны в единицах $G\omega$ при $\nu = 0.3$, где G – модуль сдвига, а ν – коэффициент Пуассона материала шара.

Анализ полей напряжений круговой петли радиальной дислокации Сомилианы удобно проводить с помощью карт напряжений, построенных численно в меридиональном сечении упругого шара (рис. 3). Карты компонент σ_{RR} (рис. 3,*а*) и $\sigma_{R\theta}$ (рис. 3,*б*) демонстрируют выполнение граничных условий задачи. Поскольку в данном примере петля залегает в экваториальной плоскости шара, нормальные компоненты поля напряжений антисимметричны относительно этой плоскости, а сдвиговая компонента $\sigma_{R\theta}$ симметрична относительно нее. Вблизи от линии петли поля напряжений подобны соответствующим полям напряжений прямолинейной краевой дислокации.

На рис. 4 приведена карта упругой дилатации от круговой петли радиальной дислокации Сомилианы в упругом шаре. Как и в случае нормальных напряжений, эта карта антисимметрична относительно экваториальной плоскости и демонстрирует достаточно сложное знакопеременное распределение упругой дилатации по сечению шара. Вблизи от линии петли дилатация ведет себя подобно дилатации от прямолинейной дислокации, однако уже на небольшом расстоянии от нее возникают значительные искажения, обусловленные как петлевой формой дефекта, так и близостью свободной поверхности шара. Важно, что на свободной поверхности шара формируется знакопеременное распределение дилатации, что может способствовать зарождению и поверхностной диффузии точечных дефектов.

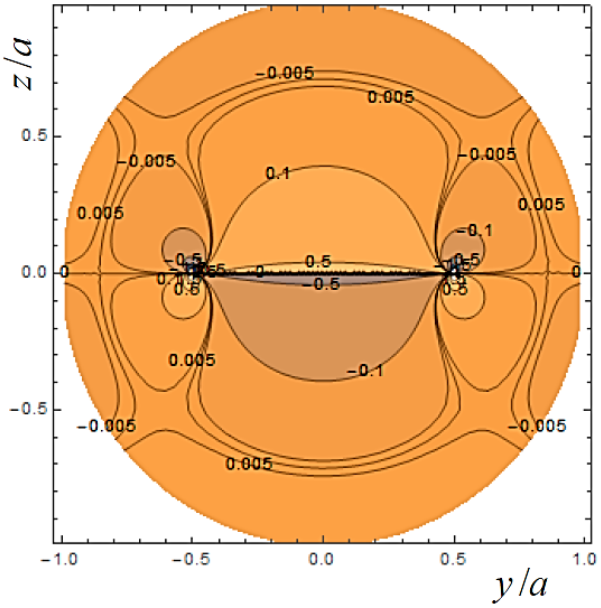


Рис. 4. Карта упругой дилатации от круговой петли радиальной дислокации Сомилианы в меридиональном сечении упругого шара радиусом a. Петля радиусом $c = 0.5a$ залегает в экваториальной плоскости ($z_0 = 0$). Значения дилатации даны в единицах ω при $\nu = 0.3$.

Полученное решение граничной задачи теории упругости о круговой петле радиальной дислокации Сомилианы в упругом шаре представляется важным этапом в построении моделей дилатационных включений в композитных наночастицах.

Список литературы

1. А.Л. Колесникова, А.Е. Романов, Препринт ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР № 1019. Л., 1986, 62 с.
2. А.Л. Колесникова, А.Е. Романов, ФТТ 45 (2003) 1626.
3. A.L. Kolesnikova, A.E. Romanov, J. Appl. Mech. 71 (2004) 417.
4. A.L. Kolesnikova, M.Yu. Gutkin, S.A. Krasnitckii, A.E. Romanov, Int. J. Solids Struct. 50 (2013) 1839.
5. A.L. Kolesnikova, A.E. Romanov, Int. J. Solids Struct. 47 (2010) 58.
6. A.M. Korsunsky, J. Elasticity 44 (1996) 115.
7. R.J.H. Paynter, D.A. Hills, Int. J. Solids Struct. 46 (2009) 412.
8. I. Demir, J.P. Hirth, H.M. Zbib, J. Elasticity 28 (1992) 223.
9. A.M. Korsunsky, J. Elasticity 44 (1996) 97.
10. R.J.H. Paynter, D.A. Hills, A.M. Korsunsky, Int. J. Solids Struct. 44 (2007) 6653.
11. А.И. Лурье. Пространственные задачи теории упругости. М., Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1955, 491 с.

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНОГО СОСТОЯНИЯ НА ХЛАДОСТОЙКОСТЬ И СТОЙКОСТЬ К ДЕФОРМАЦИОННОМУ СТАРЕНИЮ НИЗКОЛЕГИРОВАННЫХ ТРУБНЫХ СТАЛЕЙ

Мишетьян А.Р., Филиппов Г.А., Шабалов И.П., Чевская О.Н.

ГНЦ ФГУП «ЦНИИчермет им. И.П. Бардина», Москва, Россия,
mishetyan@bk.ru

В настоящее время одной из важнейших проблем является обеспечение эксплуатационной надежности строительных конструкций.

При современных масштабах строительства магистральных газо- и нефтепроводов встает задача обеспечения высокой эффективности работы трубопроводов, являющихся объектами повышенного риска возникновения техногенных аварий.

Поэтому к сталям для труб предъявляется внушительный комплекс требований, регламентирующий уровень прочности, ударной вязкости, хладостойкости.

Высокие показатели прочности и вязкости современных трубных сталей обеспечиваются определенным химическим составом и особенностями технологии термомеханической обработки, в результате которых формируется целый спектр микроструктур, не характерных для трубных сталей предыдущих поколений: мелкозернистый мартенсит, бейнит, игольчатый феррит, бейнитный феррит и др. [1].

В условиях длительной эксплуатации возможно снижение работоспособности трубопроводов, связанное с деградацией свойств металла труб, происходящей по причине воздействия на трубы циклических и постоянных нагрузок, перепадов давления, температур. Одной из причин изменения состояния металла труб является протекание в металле деформационного старения, следствиями которого являются эффекты упрочнения и охрупчивания [2, 3].

Представляет интерес изучение влияния структурного состояния современных трубных сталей на склонность к процессу деформационного старения и на сопротивление хрупкому разрушению.

В данной работе представлено исследование взаимосвязи структурного состояния и хладостойкости трубных сталей с различной микроструктурой. Для этой цели проведены исследования оптической микроструктуры, исследование стандартных механических свойств, а также испытания на динамический (ударная вязкость) и статический изгиб (трещиностойкость), исследование внутреннего трения.

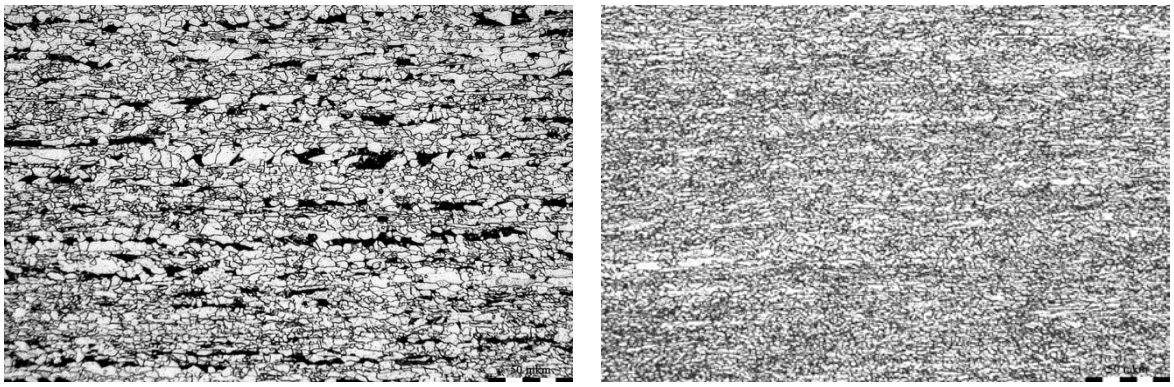
Исследовали металл листового проката класса прочности К60 толщиной 21,2 мм и листового проката К65 толщиной 27,7 мм. Химический состав металла исследованного проката, полученный по результатам спектрального анализа, представлен в таблице 1.

Таблица 1. Химический состав исследованного металла

Класс прочности	Массовая доля элементов, %													
	C	**Si**	**Mn**	**S**	**P**	**Cr**	**Ni**	**Cu**	**Al**	**N**	**V**	**Ti**	**Nb**	**Mo**
К60	**0,09**	0,35	1,68	0,002	0,008	0,02	0,20	0,05	0,04	0,006	0,051	0,02	0,056	0,001
К65	**0,06**	0,22	1,75	0,002	0,007	0,03	0,37	0,22	0,04	0,005	0,004	0,02	0,061	0,263

Как видно из приведенной таблицы, химический состав листового проката соответствует стали марки 10Г2ФБЮ (К60) и 06Г2Б (К65).

Исследование микроструктуры проводили на шлифах после травления в 4%-ом спиртовом растворе азотной кислоты. Образец из листа класса прочности К65 имеет однородную мелкодисперсную бейнитную микроструктуру с незначительным количеством ферритной составляющей (≈ 10%); образец, изготовленный из листовой стали класса прочности К60, имеет феррито-перлитную структуру (рис. 1).



а *б*

Рис. 1. Микроструктура трубных сталей:
а – К60; *б* – К65

Механические свойства металла листового проката определяли путем испытания цилиндрических образцов на растяжение при комнатной температуре, стандартных образцов с V-образным надрезом на статический изгиб.

Испытания на склонность к деформационному старению проводили на образцах диаметром 3 мм с рабочей длиной 25 мм. Образцы деформировали на 2% за площадкой текучести, разгружали, подвергали старению при 200 °С, 1 час и повторно испытывали на растяжение. Склонность к деформационному старению оценивали по приросту предела текучести после старения:

$$\Delta\sigma = \sigma_{0,2}^{cm} - \sigma_2,$$

где $\sigma_{0,2}^{cm}$ – предел текучести образца после старения; σ_2 – напряжение, соответствующее деформации на 2% за площадкой текучести.

В таблицах 2, 3 приведены полученные результаты испытаний.

Таблица 2. Механические свойства трубных сталей в исходном состоянии и после деформационного старения

В исходном состоянии						После деформационного старения								
Класс прочности	$\sigma_в$	$\sigma_{щ}$	$\sigma_{0,2}$	$\sigma_{0,2}/\sigma_в$	δ	$\sigma_в$	$\sigma_{0,2}$	$\sigma_{тв}^{ст}$	$\sigma_{тн}^{ст}$	$\Delta\sigma_{ст}$	$\Delta\sigma_{тв}^{ст}$	$\Delta\sigma_{тн}^{ст}$	$\Delta\sigma_{эг}^{ст}$	$\delta^{ст}$
	Н/мм^2				%	Н/мм^2								%
К60	637	385	552	0,87	24	653	580	-	-	13	-	-	-	20
К65	712	517	619	0,87	18	753	736	754	731	128	173	150	23	14

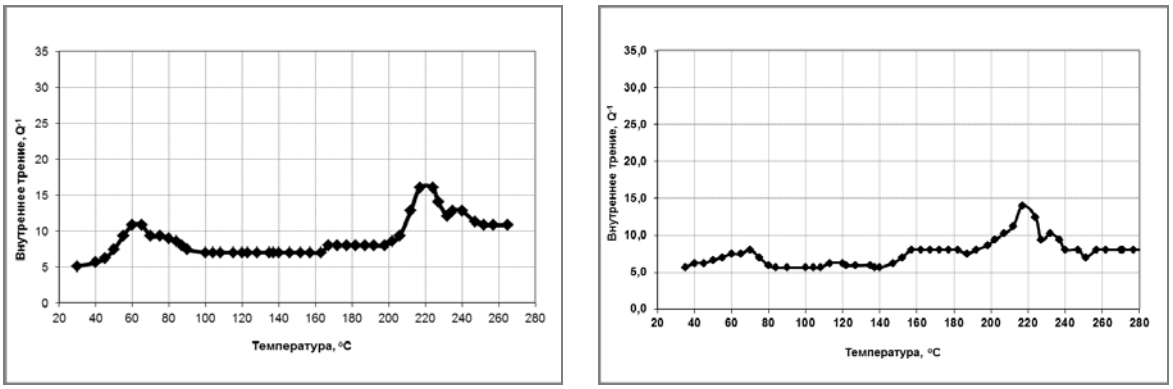
Из приведенных данных следует, что бейнитная сталь обладает большей склонностью к процессу деформационного старения в отличие от стали феррито-перлитного класса ($\Delta\sigma_{ст}$(К60) = 13 Н/мм^2; $\Delta\sigma_{ст}$ (К65)=128 Н/мм^2).

В таблице 3 представлены данные по оценке трещиностойкости металла.

Проведено исследование микроструктуры, стандартных механических свойств, трещиностойкости, температурной зависимости внутреннего трения трубных сталей класса прочности К60, К65.

Таблица 3. Определение трещиностойкости исследуемых сталей при испытании на статический изгиб

Класс прочности	Разрушающее напряжение, $\sigma_р$, МПа	Предел общей текучести, $\sigma_{от}$, МПа	Стрела пластического прогиба, $f_{пл}$, мм	Работа зарождения трещины, Aз, Дж/см^2
К60	1747	1144	5,4	101,8
К65	1942	1382	5,2	111,5



а *б*

Рис. 2. Измерение внутреннего трения в образцах трубных сталей: *а* – К60; *б* – К65

Образец К60 имеет феррито-перлитную структуру. Микроструктура образца К65 практически полностью бейнитная.

Исследованные трубные стали склонны к процессу деформационного старения. Явление деформационного старения приводит к увеличению предела прочности и ухудшению пластичности. Сталь класса прочности К65 обладает более высокой склонностью к деформационному старению, чем сталь К60.

Более высокая трещиностойкость металла проката К65 по сравнению с металлом К60, по-видимому, является следствием однородной, дисперсной структуры, а также пониженного содержания кремния в металле проката К65, что снижает сопротивление развитию микропластической деформации в области локальных напряжений перед вершиной трещины.

Изучение температурной зависимости внутреннего трения показало, что для исследованных образцов наблюдаются два пика: пик Снука и деформационный пик Кестера. Высота пика Снука для стали К60 несколько выше за счет большего количества атомов внедрения в твердом растворе (% С = 0,09).

Список литературы

1. Хайстеркамп Ф., Хулка К., Матросов Ю.И., Морозов Ю.Д., Эфрон Л.И., Столяров В.И., Чевская О.Н. Ниобийсодержащие низколегированные стали. – М.: «СП ИНТЕРМЕТ ИНЖИНИРИНГ», 1999г. - 94с.;
2. Дмитриев В.Ф., Мурзаханов Г.Х., Филиппов Г.А. Оценка ресурса нефтепровода и планирование его капитального ремонта. // Строительство трубопроводов. 1997. №3. С. 21-24;
3. Ливанова О.В., Филиппов Г.А., Дмитриев В.Ф. Деградация свойств металла при длительной эксплуатации магистральных трубопроводов. // Сталь. 2003. №2. С. 84-87.

КИНЕТИКА ЗАМЕДЛЕННОГО ЛОКАЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ СТАЛЕЙ

Мишин В.М.

Северо-Кавказский федеральный университет, Пятигорск, Россия
mishinvm@yandex.ru

Одной из общих закономерностей разрушения твердых тел является существование временной зависимости прочности [1]. Существуют структурные состояния стали, при которых вклад процессов термоактивации в процесс разрушения имеет определяющее значение при комнатных температурах. К ним относится закаленное состояние стали, для которого возможна реализация замедленного хрупкого разрушения (ЗХР) при комнатной температуре [2-4].

Целью работы являлась разработка кинетической модели локального замедленного разрушения стали, описывающей переход от термически активированного разрушения к силовому.

Физической причиной замедленного разрушения стали являются остаточные внутренние микронапряжения [3]. Механизм зарождения трещины при замедленном разрушении – дислокационный, осуществляется за счет стока дислокаций в устье зародышевой микротрещины [2,3]. Локальные остаточные внутренние микронапряжения облегчают термофлуктуационное движение дислокаций, поэтому их вклад в зарождение трещины должен зависеть от температуры и времени действия напряжения. В этом случае, может осуществляться переход от термически активированного механизма разрушения к безактивационному – силовому [5].

Основная формула (1) кинетической теории Журкова [1]:

$$\tau = \tau_o \cdot \exp\frac{Q}{KT} \qquad (1)$$

устанавливает связь времени до разрушения τ с энергией активации Q, где τ_o – предэкспоненциальный множитель, зависящий от частоты попыток преодоления потенциального барьера, количества мест активации и их характеристик, K – постоянная Больцмана, T – температура. Разрушение связывают с накоплением разрывов атомных связей в результате термофлуктуационных колебаний атомов [1]. Энергия активации Q в формуле (1) может быть представлена как разность энергии барьера U_o и потенциальной энергии от напряжений, вызванных внешней нагрузкой $U(\sigma_{11\max})$ и остаточными внутренними микронапряжениями $U(\sigma_{вн})$:

$$\tau = \tau_o \cdot \exp\frac{U_0 - U(\sigma_{вн}) - U(\sigma_{11\max})}{KT} \qquad (3)$$

Для предельного случая силового (а не термоактивированного) разрушения при действии локального напряжения от внешней нагрузки в течение времени $\tau = \tau_o$ выразим потенциальную энергию, связанную с перенапряжением атомных связей остаточными внутренними микронапряжениями $U(\sigma_{вн})$ с учетом, что при силовом разрушении ($\tau = \tau_0$) энергия активации равна нулю $Q = 0$:

$$U_0 - U(\sigma_{вн}) - U(\sigma_{11\max}) = 0 \qquad (4)$$

выразим $U(\sigma_{11\max}) = \gamma(\sigma_{вн}) \cdot \sigma^0_{11\max}$, подставим в (4), получим (5):

$$U(\sigma_{вн}) = U_0 - \gamma(\sigma_{вн}) \cdot \sigma^0_{11\max} \qquad (5)$$

где $\sigma^0_{11\max}$ – соответствует величине $\sigma_{11\max}$, при которой действует только силовой механизм разрушения ($\tau = \tau_0$). Феноменологически параметр $\gamma(\sigma_{вн})$ – это термически активированный объем, в котором атомные связи перенапряжены остаточными внутренними микронапряжениями, необходимый для срабатывания механизма локального замедлен-

ного разрушения. Подставив в (4) выражение (5), определили (6) энергию активации в виде:

$$Q = U_0 - (U_0 - \gamma(\sigma_{вн}) \cdot \sigma^0_{11\max}) - \gamma(\sigma_{вн}) \cdot \sigma_{11\max} = \gamma(\sigma_{вн}) \cdot (\sigma^0_{11\max} - \sigma_{11\max}) \quad (6)$$

Таким образом, исключили трудно определимый параметр U_o в выражении (3). Время до зарождения трещины можно представить в виде (7):

$$\tau = \tau_0 \cdot \exp\frac{\gamma \cdot (\sigma^o_{11\max} - \sigma_{11\max})}{KT} \quad (7)$$

Значение $\sigma^0_{11мах}$ по физическому смыслу соответствует σ_F – критическому локальному напряжению микроскола (8):

$$\tau = \tau_0 \cdot \exp\frac{\gamma(\sigma_{вн}) \cdot (\sigma_F - \sigma_{11\max})}{KT} \quad (8)$$

Учтём снижение прочности границ зёрен за счет сегрегаций охрупчивающих примесей $\Delta\sigma_{сегр}$ и остаточных внутренних микронапряжений на границе зерна $\Delta\sigma_{вн}$:

$$\tau = \tau_0 \cdot \exp\frac{\gamma(\sigma_{вн}) \cdot (\sigma_F - \sigma_{11\max} - \Delta\sigma_{вн} - \Delta\sigma_{сегр})}{KT} \quad (9)$$

Выразим напряжение сопротивления микросколу границы зерна σ_F в явном виде, преобразуя уравнение (9) в (10):

$$\frac{KT}{\gamma(\sigma_{вн})}\ln\frac{\tau}{\tau_0} + \sigma_{11\max} + \Delta\sigma_{вн} + \Delta\sigma_{сегр} = \sigma_F \quad (10)$$

Полученное выражение (10) представляет критериальное условие зарождения трещины на границе зерна. Правая часть (σ_F) характеризует сопротивление неохрупченной границы зерна микросколу. Левая часть критериального условия (10) состоит из термоактивационной компоненты $\frac{KT}{\gamma}\ln\frac{\tau}{\tau_0}$, характеризующей температурно-временное условие флуктуационного разрыва атомных связей. Понижение температуры приводит к снижению термоактивационной компоненты. Величина $\sigma_{11\max}$ соответствует значению максимального локального растягивающего напряжения, вызванного внешней нагрузкой и эффектом концентрации напряжений перед концентратором напряжений, $\Delta\sigma_{вн}$ – снижение локальной прочности границы зерна за счёт остаточных внутренних микронапряжений и $\Delta\sigma_{сегр}$ за счет зернограничной сегрегации охрупчивающих примесей [6].

Уравнение (10) показывает, что для достижения значения локальной прочности границы зерна (σ_F), необходимо критическое сочетание термоактивационной компоненты $\frac{KT}{\gamma}\ln\frac{\tau}{\tau_0}$, локального напряжения $\sigma_{11\max}$, $\Delta\sigma_{вн}$ и $\Delta\sigma_{сегр}$. При замедленном разрушении преобладает термоактивационная компонента, а силовая компонента $\sigma_{11\max}$ недостаточна для разрушения сколом $\sigma_{11\max} < \sigma_F$. В результате, реализуется механизм замедленного разрушения, реализуемый за время τ (8). В том случае, когда локальное напряжение $\sigma_{11\max}$ приближается к значению σ_F роль термоактивационной компоненты в зарождение трещины уменьшается и происходит переход к силовому механизму замедленного хрупкого разрушения – зернограничному микросколу. При нагружении $\sigma_{11\max}$ до уровня σ_F реализуется силовое разрушение микросколом (11):

$$\sigma_{11\max} + \Delta\sigma_{вн} + \Delta\sigma_{сегр} = \sigma_F \quad (11)$$

Построенные экспериментальные кривые ЗХР стали 18Х2Н4ВА в закаленном состоянии после различного времени отдыха в координатах: логарифм времени до зарождения трещины – максимальное локальное растягивающее напряжение $\sigma_{11\max}$ (рис. 1)

экспериментально подтверждают аналитические выражения (9) и (10). $\sigma_{11\max}$ определяли с помощью пересчёта приложенных нагрузок с помощью метода конечных элементов [3]. Аналогичные кривые ЗХР стали 18Х2Н4ВА с различным количеством примеси фосфора (0,005; 0,010; 0,012; 0,028; 0,040 вес.% Р) после отдыха 30 мин, 50 ч, 100 ч. также подтвердили правильность этих выражений [2].

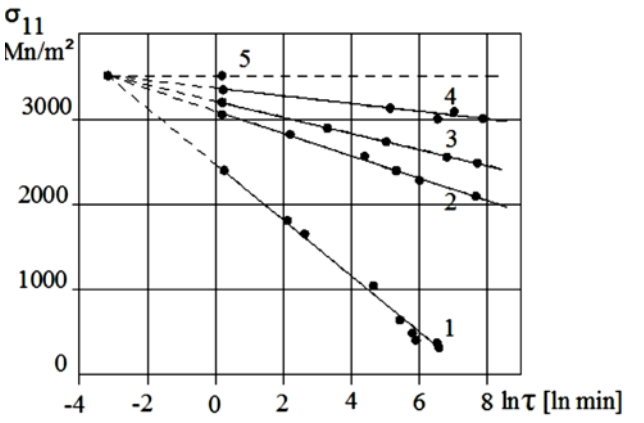


Рис. 1. Кривые замедленного хрупкого разрушения стали 18Х2Н4ВА в закаленном состоянии после различного времени отдыха: 1 – 15; 2 – 2700; 3 – 4600; 4 – 8700 мин; 5 – отпуск 100 ºС, 2 ч.

Таким образом, по какому механизму пойдет процесс локального разрушения в закаленной стали – по пути реализации термоактивированного замедленного или по пути силового разрушения сколом, определяется сочетанием внутренних структурных факторов (остаточные внутренние микронапряжения, размер зерна, сегрегации примесей и др.) и внешних факторов (температура среды, время (скорость) нагружения, перенапряжение в зоне концентрации напряжений).

Заключение

1. Предлагается кинетическая модель замедленного разрушения закаленной стали, описывающая зависимость времени до зарождения трещины τ от сопротивления микросколу границы зерна σ_F, приложенного локального напряжения $\sigma_{11\max}$, снижения локальной прочности границ зёрен остаточными внутренними микронапряжениями $\Delta\sigma_{вн}$ и зернограничными сегрегациями охрупчивающих примесей $\Delta\sigma_{сегр}$, температуры испытаний T.

2. Показаны условия перехода от механизма термически активированного замедленного разрушения к силовому механизму локального разрушения закаленной стали, в виде критериального выражения, включающего сумму активационной и силовых компонент.

Список литературы

1. Регель В.Р., Слуцкер А.И., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. - М.: Наука, 1974. - 560 с.
2. Мишин В.М., Филиппов Г.А. Кинетическая модель замедленного разрушения закаленной стали.// Проблемы черной металлургии и материаловедения. – 2008. - № 3. – С.28-33.
3. Мишин В.М., Филиппов Г.А. Критерий и физико-механическая характеристика сопротивления стали замедленному разрушению. // Деформация и разрушение материалов. – 2007. – № 3. – С. 37– 42.
4. Мишин В.М., Шиховцов А.А. Кинетика и микромеханика замедленного разрушения стали. // Фундаментальные исследования. – 2013. – №4-4. – С. 858-861.
5. Шиховцов А.А., Мишин В.М. Разделение силовой и термоактивационной компонент разрушения. // Международный журнал прикладных и фундаментальных исследований. – 2011. – №11. – С.104-105.
6. Волоконский М.В., Мишин В.М. Оценка прочности границ зёрен стали, ослабленных фосфором и остаточными напряжениями. // Современные наукоёмкие технологии. – 2013. – №3. – С.104-105.

БЕЗРАСТВОРНЫЙ МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ СВЕРХПРОЧНЫХ ВЫСОКОМОДУЛЬНЫХ ВОЛОКОН ИЗ РЕАКТОРНЫХ ПОРОШКОВ СВЕРХВЫСОКОМОЛЕКУЛЯРНОГО ПОЛИЭТИЛЕНА

Мясникова Л.П[1]., Бойко Ю.М[1]., Иванькова Е.М[2]., Марихин В.А[1], Радованова Е.И[1]., Соловьева О.Ю[1].

[1]*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки "Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе" Российской академии наук, г. Санкт-Петербург, Россия*
[2]*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт Высокомолекулярных соединений РАН»г. Санкт-Петербург, Россия*
Liuba.Myasnikova@mail.ioffe.ru

Введение

Высокоориентированные волокна из сверхвысокомолекулярного полиэтилена (СВМПЭ) широко используются в самых разных областях науки и техники, благодаря своим исключительно высоким механическим характеристикам и малой удельной плотности. В промышленном масштабе такие волокна производятся фирмами DSM (The Netherlands) и Honeywell (USA), а также в Японии и Китае по так называемой гель-технологии, заключающейся в прядении малоконцентрированного раствора СВМПЭ в декалине или минеральном масле с образованием гель-волокон и последующей их вытяжкой. Процесс этот экологически небезопасен и дорог ввиду необходимости рекуперации больших объемов растворителя. В последние два десятка лет интенсивно развивается альтернативный безрастворный (т.н. "сухой") способ получения высокопрочных пленочных нитей из СВМПЭ путем спекания реакторных порошков с последующим ориентационным вытягиванием и получены патенты на различные установки для производства таких нитей [1-3]. Однако величины прочности на разрыв (σ = 2,2÷3,3 ГПа) и начального модуля (E = 100÷120 ГПа) все еще несколько ниже механических характеристик лучших гель-волокон (σ = 3,6 ГПа, E = 140 ГПа). Это может быть обусловлено двумя причинами: использованием не лучших реакторных порошков, и не оптимальным регламентом спекания и вытяжки.

Известно, что не все реакторные порошки хорошо спекаются и ориентируются. В наших предыдущих работах [4] было установлено, что одним из факторов, препятствующих эффективной монолитизации (компактизации и спекания) реакторного порошка, является малый свободный объем в структуре насцентных частиц, что затрудняет протекание пластической деформации и сокристаллизации полимера на их границах. Отрицательным образом сказывается и наличие фибриллярных тяжей, образующихся в процессе синтеза с большим выходом полимера и делающих структуру прекурсора неоднородной [4].

Целью настоящей работы являлась демонстрация возможностей безрастворного метода получения сверхпрочных пленочных нитей из СВМПЭ при использовании структурно-кинетических подходов и с учетом термофлуктуационной теории прочности С.Н. Журкова.

Экспериментальная часть

Объектом исследования служили реакторные порошки СВМПЭ, синтезированные в лабораторных условиях (И3 и М18) со средневесовой молекулярной массой M_w = 2,5 дальтон. Электронномикроскопические снимки порошков получали на растровом электронном микроскопе фирмы JEOL, для чего насцентные частички наносили на клейкую проводящую подложку и напыляли слоем Pt для предотвращения накапливания заряда.

Для получения ориентированных нитей безрастворным способом порошки сначала компактизовали при комнатной температуре в течение 5 минут под давлением 95 МПа в специальной прессформе для удаления «пойманного» воздуха. Затем полученную таблетку помещали между двумя Al фольгами в нагреваемый пресс (Carver, USA) и выдерживали под давлением 95 МПа в течение различного времени (от 1 мин до 2 часов) при температуре 125-130^{o}C (на 5^{o}C ниже температуры плавления, определенной методом ДСК). Полученные пленки толщиной 100 мкм нарезали на полоски миллиметровой ширины и подвергали многостадийной зонной ориентационной вытяжке на лабораторном контактном нагревателе.

Для получения ориентированных нитей по гель-технологии использовали реакторный порошок СВМПЭ550, синтезированный в институте катализа им. Борескова (Новосибирск). Готовили 1,5% раствор в декалине при 160^{o}C, выливали его в чашку Петри и сушили в течение недели при комнатной температуре. Получившийся ксерогель толщиной 100 мкм нарезали на такие же полоски, как и спеченные пленки и ориентировали аналогичным образом. Прочность образцов на разрыв измеряли на универсальной разрывной машине Instron-1122 при скорости растяжения 10 мм/мин при комнатной температуре.

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 и 2 представлены электронномикроскопические снимки реакторных порошков И-3 и М-18, соответственно.

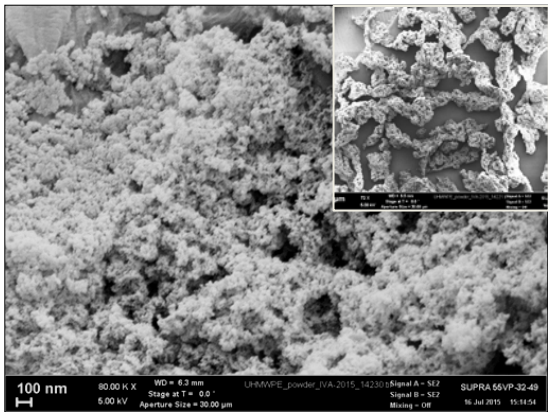


Рис. 1. СЭМ реакторного порошка И-3

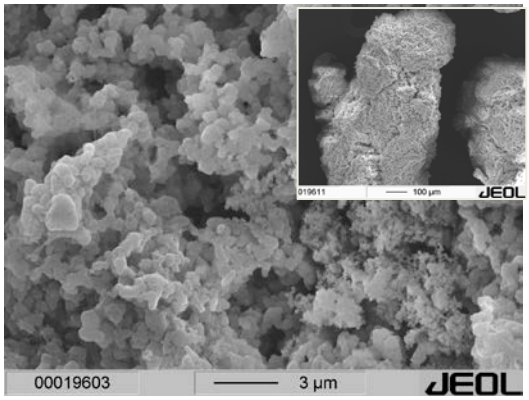


Рис. 2. СЭМ реакторного порошка М-18

Видно, что отдельные насцентные частицы в обоих порошках (см. врезку в правом углу снимка) имеют неправильную, щепкообразную форму, причем размеры частиц в порошке М18 (500х900 мкм) больше, чем в порошке И-3 (150х700мкм). Сами частицы имеют сложную структуру, состоящую из ламеллярных неплотно уложенных образований. Ламели в порошке М-18 тоже крупнее, чем в порошке И-3.

Отсутствие фибриллярных тяжей и наличие пустот между морфологическими структурными единицами позволяли надеяться на эффективную коалесценцию частиц и создание прекурсора с гомогенной структурой.

Одной из серьезных проблем был выбор оптимального режима спекания, поскольку, с одной стороны, надо было обеспечить залечивание границ между частицами, а с другой стороны, не допустить изменения внутренней структуры насцентного полимера. Как было показано в предыдущих работах [4], объединение частиц происходит как за счет диффузии сегментов молекул из одной частицы в другую, скорость которой возрастает экспоненциально с температурой, так и за счет пластической деформации и объединения приграничных слоев, причем первый процесс протекает достаточно медленно, а второй заметно быстрее.

Спекание проводили таким образом, чтобы не допустить плавления даже самых мелких несовершенных кристаллитов (при температуре 125^{o}C, т.е. на 5^{o}C меньше начала пика плавления на термограмме порошка). Сравнивали прочности прекурсоров, полученных при разных временах спекания, от 1 минуты до 2 часов. Оказалось, что увеличение времени спекания до 2 часов приводит к увеличению прочности прекурсоров всего на 4%. Поэтому не было резона для выдерживания компактизованных порошков в нагретом прессе более 1 минуты. Ориентационную вытяжку проводили в 3-4 этапа, поднимая каждый раз температуру вытяжки на 3-5^{o}C вплоть до 140-142^{o}C, т.е. температуры плавления идеального кристалла. На рис. 3 представлены зависимости прочности на разрыв ориентированных пленочных нитей СВМПЭ, полученных в работе. Видно, что прочность предельно ориентированных пленочных нитей, полученных нами по сухому методу, выше, чем прочность наилучших коммерческих волокон (отмечена звездочкой на рис. 3), но несколько уступает прочности гель-волокна, полученного нами же с использованием структурно-кинетического подхода и многостадийной зонной ориентационной вытяжки. Важно отметить, что ход упрочнения М18 и И3 с вытяжкой различен, что, видимо, отражает некоторую разницу в морфологии порошков.

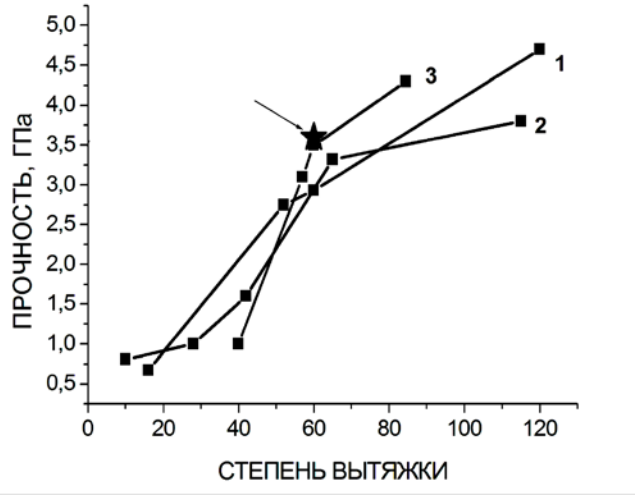


Рис. 3. Зависимость прочности от степени вытяжки ориентированных пленочных нитей СВМПЭ, полученных по гель-технологии (1) и сухим методом из реакторных порошков (2, М-18) и (3, И-3).

Выводы

Продемонстрированы возможности безрастворного метода получения высокопрочных высокомодульных пленочных нитей СВМПЭ из реакторных порошков. Высоких механических показателей, превышающих характеристики коммерческих волокон, производимых по методу гель-технологии, оказалось возможным достичь на основе структурно-кинетического подхода к проведению ориентационного упрочнения с учетом термофлуктуационной теории Журкова.

Список литературы

1. Smith, P.; Chanzy, H. D.; Rotzinger, B. P. USPTO 4,769,433 (1988).
2. Kobayashi, M., USPTO 5,091,133 (1992).
3. Harding K. C., Weedon G.C., US 8,177,540 B2 (2012).
4. Ch.5 in Reactor Powder Morphology, ed. by P. Lemstra and L. Myasnikova, Nova Sci. Publ. 2011.

БЕРИЛЛИЕВЫЕ ФОЛЬГИ

Папиров И.И., Николаенко А.А., Тузов Ю.В.*

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт», институт физики твёрдого тела, материаловедения и технологий.
Харьков, Украина,
** Национального исследовательского ядерного университета МИФИ*
Москва, Россия.
nikolaenko@kipt.kharkov.ua

Исследованы условия деформации и термообработки при прокатке тонколистового бериллия. На основе оптимизации основных характеристик структуры, субструктуры, текстуры и свойств определены режимы обработки, обеспечивающие высокие механические свойства тонких вакуумплотных фольг бериллия которые выше, чем у аналогичных фольг зарубежного производства.

Впервые разработана методика получения вакуумплотных фольг бериллия толщиной до 10 мкм для входных окон рентгеновских блоков детектирования, исследованы их структура и физико-механические свойства и показано, что фольги бериллия высокого качества могут быть получены прокаткой без чехлов на нагреваемых валках.

Разработка методики производства и изучение структуры и свойств бериллиевых фольг в ННЦ ХФТИ имеет более чем полувековую историю .В начале 60-х годов Г.Ф.Тихинским с сотрудниками впервые была получена крупная партия бериллиевых фольг толщиной 100 мкм и общей площадью в несколько квадратных метров методом вакуумного испарения и конденсации на молибденовой подложке [1]. Этим методом можно получать фольги достаточно больших размеров одинаковой толщины по всей площади и является, по существу, лабораторным методом.

Поэтому, начиная со второй половины 60-х гг. прошлого века в ННЦ ХФТИ начаты обширные исследования по созданию методики прокатки бериллиевых фольг, а также систематическому исследованию влияния чистоты металла, условий деформации и термообработки, а также иных факторов на структуру и свойства сначала тонколистового бериллия [2], а затем и тонких фольг толщиной до 10 мкм. Высокую вакуумплотность тонких фольг обеспечивают лишь заготовки литого бериллия высокой чистоты. Для уменьшения окисления и получения более гладкой поверхности рекомендуется прокатывать фольги при температурах ниже 430 °С с суммарными обжатиями менее 50% и последующими отжигами в вакууме 10^{-6} мм рт. ст.. Обжатие за единичный проход из-за быстрого наклепа бериллия обычно не превышает 5-10%. Чем чище исходный металл, тем ниже может быть его температура прокатки и тем больше суммарное обжатие без промежуточных отжигов.

Толщина фольг, получаемых прокаткой за рубежом, обычно составляет 30–150 мкм. Получение более тонких фольг встречает серьезные трудности, хотя имеются сообщения о возможности докатки бериллия до 7,5 мкм [3].

Для получения высококачественных вакуумплотных тонких фольг бериллия окончательную стадию обработки рекомендуют осуществлять без чехлов на нагретых валках [4].

Целью настоящей работы была оптимизация режимов термопластической обработки тонколистового бериллия с целью получения тонких (30–40 мкм) фольг бериллия, а также исследование их структуры и свойств [5]. В качестве исходного материала для получения фольг бериллия использовали прокатанные листы толщиной 0,8 мм из бериллия различной чистоты. Содержание бериллия в листах составляло 99,9; 99,92 и 99,99 % (по массе). Прокатку бериллия проводили при температурах 400–750°С с различными степенями обжатия в чехлах и без чехлов.

Для структурного исследования прокатанных фольг бериллия проводили рентгенографический и электронномикроскопический анализы. Механические свойства полученных фольг исследовали на растяжение и изгиб.

В более ранних исследованиях, выполненных нами по прокатке бериллиевых листов [2], были найдены оптимальные условия деформации с точки зрения достижений максимальных прочностных и пластических свойств. Температурная зона оптимизации соответствует интервалу температур 400–700 °С, а режим термообработки в зависимости от степени предварительной деформации и чистоты металла находится в области температур 650-700 °С. Снижение температуры прокатки до 400°С способствует улучшению качества поверхности бериллиевой фольги, но после термообработки фольги оказываются менее пластичными, чем прокатанные при 600 °С.

Прокаткой в чехлах удается получить вакуумплотные фольги бериллия до толщины 70–80 мкм. На более тонких фольгах появляются трещины и разрывы, образующиеся вследствие неравномерного течения бериллия и материала чехла. Поверхность фольги, полученной при прокатке в чехле, имеет ручеистый узор, тем сильнее выраженный, чем прочнее материал используемой оболочки. Прокатка фольг при комнатной температуре и 200 °С сопровождается их разрушением.

Более ранние исследования прокатанных листов бериллия показали, что повышение температуры деформационной обработки приводит к ослаблению базисной текстуры (0001)$[11\bar{2}0]$, что обеспечивает повышение изотропности их механических свойств. Высокая температура деформации является более благоприятной для образования разориентированной дислокационной ячеистой структуры — одному из наиболее высокоэффективных способов повышения прочностных свойств бериллия.

Механические свойства в плоскости прокатанного листа растут с увеличением суммарного обжатия при одновременном усилении базисной тектуры, интенсивность которой при обжатии 90% достигает 7R. Механические свойства листов в направлении, перпендикулярном к плоскости листа, наоборот, с усилением базисной текстуры снижаются. Оптимум механических свойств, соответствующий их максимальной изотропности (в трех пространственных измерениях) достигается при интенсивности базисной текстуры 3-4R.

На рисунке 1 представлено исследование дислокационной субструктуры прокатанных бериллиевых фольг в исходном состоянии и после отжига показало, что с уменьшением толщины фольги от 400 до 20 мкм (соответствующая степень деформации изменяется от 50 до 97%) происходит непрерывное совершенствование дислокационной ячеистой структуры (рис. 1).

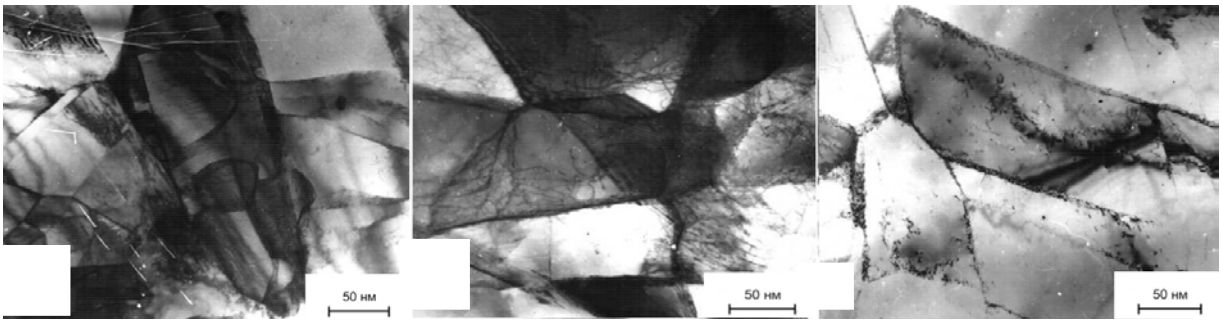
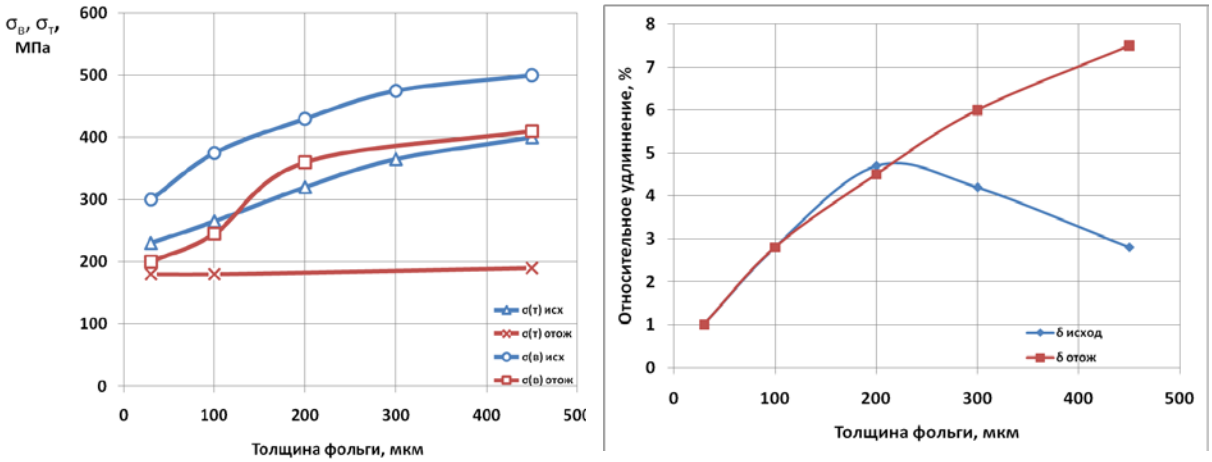


Рис. 1. Электронномикроскопическая структура тонких фольг бериллия: *а* – толщина 20 мкм; *б* – толщина 200 мкм – исходное состояние; *в* – толщина 20 мкм – отожженное состояние

Размер ячеек при этом уменьшается от 5 до 1 мкм. В фольгах толщиной 20 мкм в исходном состоянии после прокатки границы ячеек плотность дислокаций (5.10^8 см$^{-2}$). Внутри ячеек плотность дислокаций также невысокая ($\approx 1 \cdot 10^9$ см$^{-2}$) (рис. 2*а*). В фольгах

толщиной 200-400 мкм границы ячеек широкие, внутри ячеек плотность дислокаций (10^{10} см$^{-2}$). Сужение границ ячеек и снижение плотности дислокаций происходит только в процессе последеформационного отжига (рис. 3в).

Эти особенности структуры прокатанных фольг бериллия сказываются и на их механических свойствах (рис. 2*а*, 2*б*).



а *б*

Рис. 2. Влияние толщины на прочностные характеристики бериллиевой фольги в исходном и отожженном состоянии (*а*). Влияние толщины на пластические характеристики бериллиевой фольги в исходном и отожженном состоянии (*б*)

С уменьшением толщины фольги до 250 мкм прочностные и пластические свойства фольги при испытании на растяжение возрастают, а затем снижаются. При этом пластичность фольги при изгибе должна повышаться, однако изменение свойств фольги при изгибе трудно проверить, поскольку фольги очень пластичны и допускают многократный перегиб на радиусе 1 мм. Несмотря на некоторое снижение механических свойств фольг бериллия при толщинах менее 200 мкм, абсолютный уровень свойств при растяжении ($\sigma_в$ =380-420 МПа, $\sigma_{0,2}$ = 250-300МПа, δ=2-7%) остается достаточно высоким и значительно превышает соответствующие характеристики фольг, выпускаемых фирмами США.

Приведенные механические свойства фольг бериллия относятся к испытаниям их на растяжение вдоль направления прокатки. В поперечном направлении свойства фольг на 30-40% ниже. Изотропность механических свойств бериллиевых фольг в различных направлениях плоскости фольги достигается путем периодического изменения направления прокатки на 90° (так называемая перекрестная прокатка).

Заметное влияние на механические свойства фольг оказывает чистота исходного бериллия. Решающее влияние чистота бериллия оказывает на вакуумную плотность фольг. Фольги, имеющие 100% вакуумную плотность, можно получить только из высокочистого бериллия (>99,95 %) Испытание на вакуумную плотность фольг, прокатанных до толщины 30-40 мкм из бериллия чистотой (99,9%) показало, что у этих фольг на 10 см^2 площади имеется 1-2 точки натекания, а фольги такой же толщины, прокатанные из менее чистого бериллия (99,8%) на площади 10 см^2 имеют 10 точек натекания, т.е. такие фольги практически являются невакуумплотными.

Список литературы

1. В.М.Амоненко, Г.Ф.Тихинский и др., Заводская лаборатория, 1960, № 5, с. 625.
2. И.И.Папиров, А.А.Николаенко, В.А.Шкуропатенко и др. Вестник Харьковского университета, серия «Ядра, частицы, поля», 2008, № 832, с. 54.
3. E.Hausner, Beryllium, its properties and metallurgy, California Press, Berkeley, 1965.

4. Л.А. Корниенко, А.А. Николаенко, И.И. Папиров и др. Атлас структур бериллия. Дубна, 2009. с. 73 – 96.
5. Папиров И.И., Николаенко А.А., Тузов Ю.В. Физика бериллия, Москва, 2016, 412 С.

ВЗАИМОСВЯЗЬ МИКРОСТРУКТУРЫ, ПРОЧНОСТИ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ УМЗ СПЛАВА Al6201 ПОСЛЕ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Мавлютов А. М.[1], Латынина Т.А. [1], Мурашкин М. Ю.[2,3], Валиев Р. З.[2,3], Орлова Т. С.[1,4]

[1]Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия
[2]Уфимский государственный авиационный технический университет, Институт физики перспективных материалов, Уфа, Россия
[3]Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия
[4]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия
a.m.mavlyutov@gmail.com

Высокие показатели прочности и электропроводности являются основными требованиями, предъявляемыми к электротехническим сплавам системы Al–Mg–Si. Метод интенсивной пластической деформации кручением под высоким давлением (ИПДК) при повышенных температурах позволяет достичь в этих сплавах хорошей комбинации прочностных и электрических свойств за счет измельчения зерен до ультрамелкого и наноразмерного масштабов и очищения матрицы от атомов легирующих элементов в процессе динамического старения [1, 2]. В исследовании [3] было показано, что повышение плотности дислокаций при сохранении вышеуказанных параметров микроструктуры является эффективным способом, обеспечивающим дополнительное улучшение комплекса их свойств.

Целью данной работы является исследование возможности дальнейшего повышения прочности ультрамелкозернистого (УМЗ) сплава Al6201 при сохранении высокого уровня электропроводности за счет модификации дефектной структуры, в первую очередь, увеличения плотности дислокаций.

В качестве объекта исследования был использован сплав Al6201 стандартного химического состава 0.5–0.6Mg; 0.5–0.6Si; 0.3Fe; 0.1Cu; 0.02Zn; 0.02Ti; 0.02Ti+V+Cr+Mn; ост. Al (масс. %). Из исходного горячепрессованного прутка диаметром 20 мм были вырезаны заготовки в виде дисков толщиной 1.5 мм. Заготовки были обработаны по следующему режиму: отжиг при температуре 550 ^{o}C в течение 2 ч с последующим охлаждением в воду, 1 оборот (n=1) ИПДК при комнатной температуре (КТ) под давлением 6 ГПа, последующая ИПДК при температуре 230 ^{o}C под давлением 6 ГПа, n=20. Выбор режима обработки был обусловлен тем, что согласно [1] он позволяет сформировать в образцах сплава Al6201 регламентированную УМЗ структуру, обеспечивающую достаточно высокий уровень их прочности и электропроводности. В дальнейшем эти образцы обозначены как исходные. С целью повышения плотности дислокаций, выполнялась дополнительная обработка ИПДК исходных образцов при КТ на 0.25, 0.5 и 0.75 оборота. В результате такой обработки степень истинной деформации в области на расстоянии 6 мм от центра диска составила соответственно 6.55, 6.57 и 6.58.

Микротвердость образцов определяли по методу Виккерса (H_V) в соответствии с ГОСТ 2999-75 на микротвердомере Buehler Omnimet Micromet – 5101 с нагрузкой 1 Н и временем нагружения 15 с. Удельную электропроводность (ω) измеряли двумя методами: вихретоковым при КТ, используя измеритель марки ВЭ – 27 НЦ/4-5 с относительной погрешностью ± 2% по ГОСТ 27333-87 и четырехточечным в интервале температур от 77 К до КТ с относительной погрешностью < 2%.

На рис. 1 представлена зависимость H_V образцов от количества оборотов при дополнительной обработке ИПДК при КТ. Микротвердость образцов, обработанных на 0.25 и 0.5 оборотов повысилась соответственно на ~13 и ~15% по сравнению с исходным. Максимальное значение H_V достигнуто при обработке ИПДК на 0.75 оборота и составляет 968±32 МПа, что на ~21% выше чем значение H_V исходного УМЗ образца.

На рис. 2 представлена зависимость удельной электропроводности (ω) образцов УМЗ сплава Al6201 от количества оборотов при дополнительной обработке ИПДК при КТ. Следует отметить хорошую корреляцию результатов измерения ω, полученных вихретоковым методом (кривая 1) с результатами, полученными четырехточечным методом (кривая 2), более того, каждая точка на графике была получена в результате усреднения нескольких измерений на разных образцах. Поэтому зафиксированная тенденция небольшого снижения уровня электропроводности на 1.5–2% является достаточно надежным результатом, несмотря на то, что находится в пределах погрешностей измерений.

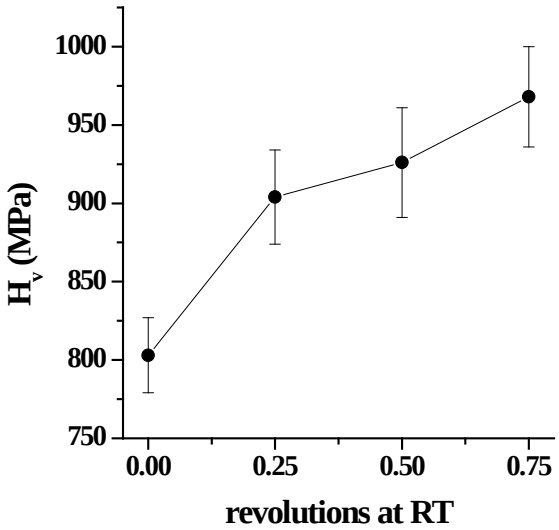


Рис. 1. Зависимость микротвердости УМЗ сплава Al6201 от количества оборотов при дополнительной обработке ИПДК при КТ

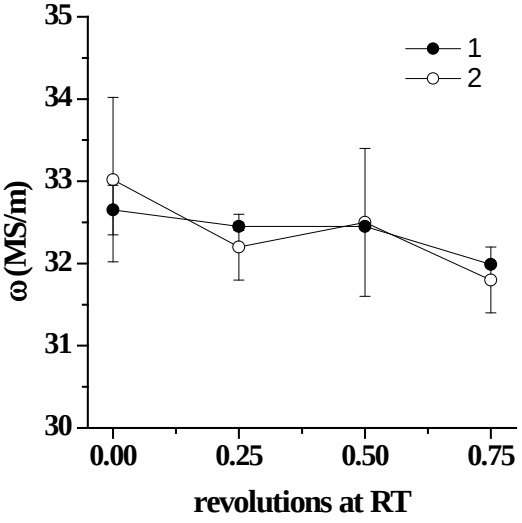


Рис. 2. Зависимости удельной электропроводности УМЗ сплава Al6201, от количества оборотов при дополнительной обработке ИПДК при КТ, полученные вихретоковым (1), и четырехточечным (2) методами

Поскольку при криогенных температурах значительно снижаются тепловые колебания решетки, то влияние параметров микроструктуры на электропроводность становится более существенным. Для более точной оценки влияния дополнительной обработки ИПДК при КТ на электрические свойства, измерения удельного сопротивления образцов (ρ) проводили в жидком азоте (рис. 3). Как видно из графика обработка ИПДК на 0.25, 0.5 и 0.75 оборота приводит к повышению удельного сопротивления на 2, 3 и 8 % соответственно. Следовательно, падение электропроводности на рис. 2 не связано с погрешностями методов измерений, а обусловлено изменениями микроструктуры, вызванными дополнительной обработкой ИПДК при КТ.

Исследования микроструктуры методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и рентгеновской дифракции [3] показали, что причиной увеличения прочности при дополнительной обработке ИПДК на 0.25 оборота при КТ является повышение плотности дислокаций в ~2.5 раза (с $2 \cdot 10^{13}$ до $5 \cdot 10^{13}$ м$^{-2}$). После такой обработки средний размер зерна, размер частиц вторичной фазы и среднее расстояние между частицами сохраняются. Анализ показал, что незначительное снижение электропроводности обусловлено внесением неравновесности в состояние границ зерен [3]. По-видимому, после обработки ИПДК на 0.5 и 0.75 оборота также не происходит значительных изменений микроструктуры, и повышение прочности является следствием введения в УМЗ структуру исходных образцов дополнительной плотности дислокаций. Сохранение высокого уровня электропроводности после этих обработок свидетельствует в пользу такого предположения. Для более тщательного анализа и количественных оценок требуется детальное исследование микроструктуры образцов с дополнительной обработкой на 0.5 и 0.75 оборотов методами ПЭМ и рентгеновской дифракции.

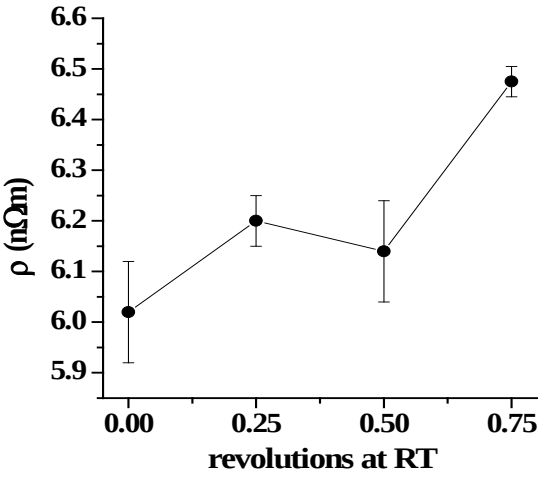


Рис. 3. Зависимость удельного сопротивления УМЗ сплава Al6201 при 77 К от количества оборотов при дополнительной обработке ИПДК при КТ

Полученные в работе экспериментальные результаты указывают на возможность реализации нового подхода, обеспечивающего дальнейшее улучшение прочностных характеристик УМЗ алюминиевых сплавов при сохранении высокого уровня электропроводности за счет введения дополнительной плотности дислокаций при сохранении в целом остальных параметров их структуры. Поиск конкретных технологических подходов, обеспечивающих введение более высоких плотностей дислокаций ~$0.5–1.0 \cdot 10^{15}$ м$^{-2}$, является актуальной задачей, решение которой позволит создать высокопрочные алюминиевые проводники нового класса.

В работе показано, что дополнительная обработка ИПДК на 0.25 – 0.75 оборота приводит к дальнейшему повышению микротвердости от 13 до 21% при сохранении высокого уровня электропроводности сплава с УМЗ структурой.

Список литературы

1. R.Z. Valiev, M.Yu. Murashkin, I. Sabirov. Scripta Mater. **76**, 13 (2014).
2. E.V. Bobruk, M.Yu. Murashkin, V.U. Kazykhanov, R.Z.Valiev. Rev. Adv. Mater. Sci. **31**, 109 (2012).
3. А. М. Мавлютов, И. А. Касаткин, М. Ю. Мурашкин, Р. З. Валиев, Т. С. Орлова. ФТТ, **57**, 10 (2015).
4. Zhilyaev A.P., Langdon T.G. Using high-pressure torsion for metal processing: Fundamentals and applications. Prog. Mat. Sci., **53 (**2008).

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ И ДЕФОРМАЦИИ ПОД ДАВЛЕНИЕМ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ НА СТРУКТУРУ ОКСИДОВ И СУЛЬФИДОВ РЯДА *d*-ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

Пилюгин В.П., Анчаров А.И.*, Пацелов А.М., Толмачёв Т.П., Курмаев Э.З., Гринберг Б.А.

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия
** Институт химии твёрдого тела и механохимии СО РАН, Новосибирск, Россия*
pilyugin@imp.uran.ru

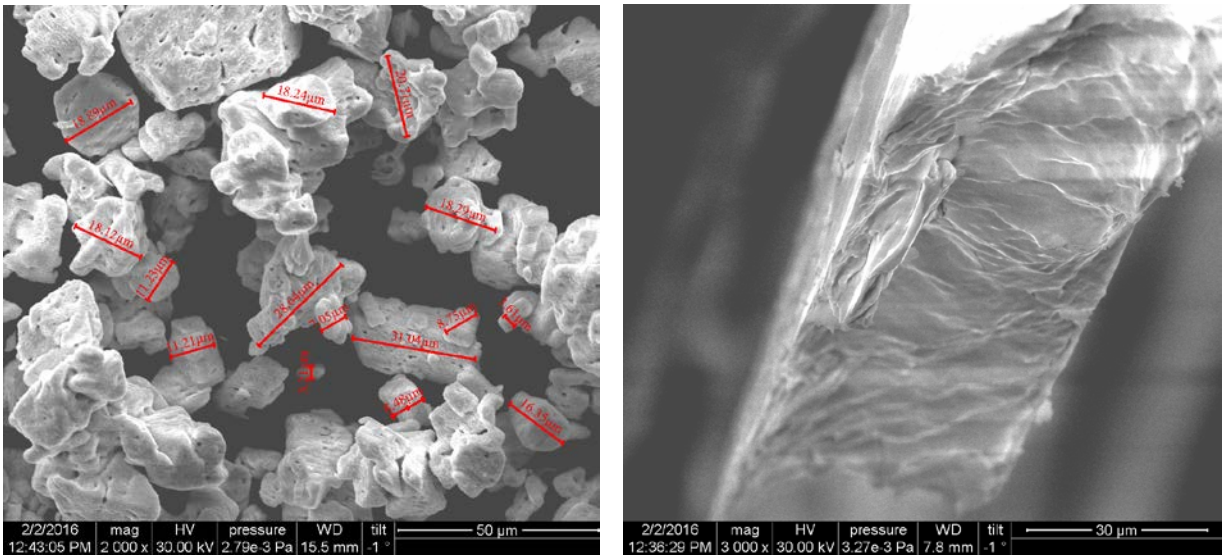
Представляет интерес исследовать действие интенсивной пластической деформации (ИПД) под высоким давлением на непластичные соединения – бинарные оксиды и сульфиды и кинетику их структурных превращений и химических реакций [1,2]. В сульфидах и оксидах доминирует ковалентная связь и поэтому деформация по механизму зарождения и скольжения дислокаций невозможна, поэтому холодная деформация без разрушения возможна только в мягкой схеме напряжённого состояния. И доминирующими механизмами деформации в этих материалах является зарождения точечных дефектов и их дрейфа в поле механических напряжений. Перенасыщенность точечными дефектами, наведённая в результате ИПД влияет на физико-химические свойства материалов.

В работе изучали влияние при холодной 293 К и криогенной температурах 80 К сдвиговой деформации в условиях высокого давления 8-14 ГПа в камере Бриджмена на ряд оксидов и сульфидов металлов: CuO, PbO (II), Fe_2O_3, Fe_3O_4, Eu_2O_3, TiO_2, MgO, Al_2O_3 CdS, ZnS.

Аттестацию структурного и химического состояния объектов проводили применением комплекса методов: рентгеновской дифрактометрии, рентгеновской спектроскопии, оптической и сканирующей электронной микроскопии, измерением электросопротивления in situ в процессе сжатия и деформации.

Обработка ИПД под высоким давлением приводит к ряду структурно-фазовых и химических изменений соединений и, в итоге, к механоиндуцированным химическим реакциям по разложению оксидов и сульфидов, что приводит к полному восстановлению металлов или снижению их валентности в соединении. Кинетика и степень восстановления металлов пропорциональны величине деформации и имеют обратную корреляцию от величины энтальпии соединения. Исходно порошковые оксиды и сульфиды после сжатия и деформации поворотом компактировались в цельные образцы рис.1. При увеличении степени деформации до $n \geq 3$ на боковых поверхностях дисковых образцов отмечалось изменение цвета, появлялся металлический блеск восстановленного металла из окисла. В некоторых случаях перед химической реакцией восстановления происходили фазовые превращения, так для PbO(II) при начальном сжатии инициировалось фазовое превращение «массикот - глёт». Из β - фазы ромбической сингонии жёлтого цвета (массикот) PbO(II) переходит в в α - фазу тетрагональной сингонии красного цвета (глёт). А при больших углах поворота наковален Бриджмена (три и пять полных оборотов) и до металлического блеска, т.е. визуально проявляется свинец, т.е. восстановление до свинца в металлическом состоянии.

Снижение температуры бародеформационной обработки до 80 К замедляет кинетику процессов фазовых превращений и химического восстановления металлов из оксидов и сульфидов. Для появления металлической поверхности на дисковых образцах при криодеформации необходимо значительное увеличение степени деформации по сравнению с обработкой при комнатной температуре.



а *б*

Рис. 1. СЭМ изображения PbO (II): *а*) исходные частицы β – фаза (массикот); *б*) прессованный агрегат α – фаза (глёт) после обработки деформацией под давлением

Эксперименты показали, что кинетика восстановления металла из оксидов и сульфидов находится в обратной зависимости от энтальпии соединения, с ростом энтальпии распад химического соединения замедляется. Для систем с высокими значениями энтальпий, таких как TiO, MgO, Al_2O_3 для «отвода» атомов кислорода от атомов металла после инициации механохимической реакции распада окисла пришлось прибегнуть к специальной организации стока атомов кислорода. Для этого предварительно готовилась порошковая смесь окисла металла с опилками железа, которые выполняли роль места стока атомов кислорода при ИПД под высоким давлением. Для высокоэнтропийных оксидов граница динамического равновесия реакции MeO↔Me +O без организации стоков находится между оксидами свинца и титана. При специально «организованных» стоках для атомов кислорода, в нашем случае в частицы железа после сдвига под давлением в продеформированной под давлением смеси регистрировали свободный цирконий из ZrO и алюминий из Al_2O_3, а также методом мёссбауэровской спектроскопии присутствие циркония и алюминия в железе. Таким образом, удавалось зафиксировать механоактивированный распад и высокоэнтропийных окислов при ИПД под давлением.

Прямые измерения электросопротивления методом импедансной спектроскопии прессованного порошка PbO in situ при деформации под давлением показали переход из полупроводникового состояния с мегаомного диапазона значений до миллиомных значений металлической электропроводности. Переход в металлическую проводимость образцов наступает по величине деформации гораздо меньшей, чем фиксировалась свободная медь оптическим и рентгеновским методами. По всей видимости при сильном сжатии исходно порошковых образцов с поворотом в камере Бриджмена происходит их компактирование с последующим восстановлением свинца до металлического состояния и образуются прожилки металлического свинца, которые и дают металлическую значения электросопротивления в диапазоне металлической проводимости.

Причиной разрыва химической связи металлов с кислородом и серой в условиях высоких сжимающих и сдвиговых механических напряжений является их пластическая деформация по механизму образования и миграции точечных дефектов. Избыточное деформационное насыщение материалов точечными дефектами, вакансиями и междоузельными атомами [3], приводит к разрыву химических связей металл-кислород и металл-сера и стресс-диффузии атомов металлоидов во внешнюю среду и в решётку металла в виде примеси внедрения. Подтверждением бародеформационного разложения соединений и миграции атомов металлов и металлоидов по механизму точечных дефек-

тов кристаллической решётки являются результаты работы [4], в которой исследовали влияние облучения ионами азота монокристаллов CuO и, кроме того, обнаружили процесс восстановления меди до металлического состояния и появление окисла Cu_2O.

Затруднения в зарождении и подвижности дислокаций в ковалентных и ковалентно-полярных материалах вызывает к действию альтернативные механизмы пластической деформации: образование и залечивание действием высокого давления микротрещин, появление и миграцию точечных дефектов высокой концентрации, существенно превышающей равновесную. Образование и залечивание микротрещин также инициирует образование вакансий при схлапывании боковых поверхностей микротрещин. Таким образом, появление избыточной концентрация и миграция точечных дефектов в поле высоких механических напряжении, приложенных системе приводит к разрыву связей Me-O и Me-S и эстафетному выносу атомов металла и кислорода или серы в области миграции вакансий и межузельных атомов, мигрирующих в противоположном друг другу направлениях. Этому свидетельствует и экспериментально установленная пороговая зависимость инициации и кинетики распада ряда окислов от скорости и температуры деформации.

Проводилась процедура экспериментальной оценки энергетических критериев процессов восстановления металлов из оксидов и сульфидов – измеряли механическое сопротивление скручиванию наковален образцами, из силы сопротивления вычисляли затраченную работу на массу образцов и вычисляли подводимую к образцам мощность. Измерения подводимой in situ удельной по массе образцов механической энергии в некоторые окислы дают оценку энергии на атом, по величине составляющей десятые доли от энергии связи соединений. Это позволяет классифицировать протекающие при ИПД процессы в оксидах и сульфидах металлов к состоянию верхней границы интенсивного состояния, приближающегося к экстремальному состоянию вещества, когда вводимая энергия сопоставима с энергией связи материала [5].

Исследования по электронной микроскопии и рентгеновский дифрактометрии выполнены в ЦКП «Испытатаельный центр нанотехнологий и перспективных материалов» ИФМ УрО РАН и СЦСТИ ИЯФ СО РАН.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Деформация», № 01201463327).

Список литературы

1. Л.Ф. Верещагин. Избранные труды. Синтетические алмазы. Гидроэкструзия: Сб. статей.- М.: Наука, 1982, 328 с.
2. Г.Дж. Фрост, М.Ф. Эшби. Карты механизмов деформации. Челябинск: металлургия, Челябинское отделение, 1989, 328 с.
3. Математическое моделирование от междислокационных взаимодействий до макроскопической деформации. Монография под ред. В.А.Старенченко, - Томск: Изд-во ТГАСУ, 2015. – 540 с.
4. Н.Н. Лошкарёва, Ю.П. Сухоруков, С.В. Наумов, Б.А. Гижевский, Т.А. Белых, Г.Н. Татаринова. Центры зарядовой неоднородности и восстановление оксида меди CuO при облучении ионами азота. ФТТ, 1999, т. 41, вып. 5, сс.1564-1567.
5. В.Е. Фортов. Экстремальные состояния вещества. М. Физматлит. 2010. – 304 с.

СРАВНЕНИЕ УДАРНОВОЛНОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КОЛЬЦЕВЫХ ОБРАЗЦОВ ПРИ МАГНИТНО-ИМПУЛЬСНОМ НАГРУЖЕНИИ С РАЗНОЙ СКОРОСТЬЮ ДЕФОРМАЦИИ

Зайченко О.К., Морозов В.А., Лукин А.А.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия
v.morozov@spbu.ru

Проведен сравнительный анализ расчетных и экспериментальных данных при магнитно-импульсном нагружении тонких кольцевых образцов из меди с периодами 5–7 мкс и 1 мкс. Показано проявление инерционных свойств материалов при разных скоростях деформации.

Разработанный и апробированный метод деформирования и разрушения тонких кольцевых металлических образцов [1– 3] основан на силовом взаимодействии токов, протекающих по катушке и по соосно надетому на нее кольцу (закон Ампера). Исходя из решения уравнений, описывающих электромагнитные колебания в связанных контурах катушки и кольца [4] для токов с периодами (5–7)мкс и 1мкс, а также их анализа, вычисляются токи в катушке и кольце. Проводятся измерения соответствующих токов и осуществляется сравнение расчётных и экспериментальных данных. На основе полученных расчетных и экспериментальных значений токов определены силы Ампера и радиальное давление на внутреннюю поверхность медных колец разной ширины в широком диапазоне изменения заряда конденсатора (10–26 кВ). Приводится сравнительный анализ ударно-волновых характеристик кольцевых образцов (окружное напряжение) при разных периодах гармонического нагружения. Отмечается проявление инерционных свойств материалов с повышением скорости деформации.

Экспериментальные исследования проводились на базе генератора коротких высоковольтных импульсов, обеспечивающего формирование электрических напряжений с амплитудой (10–300) кВ. При гармоническом нагружении образцов с периодом тока T = (5–7) мкс амплитуда напряжения зарядного устройства изменялась в пределах 10–22 кВ.

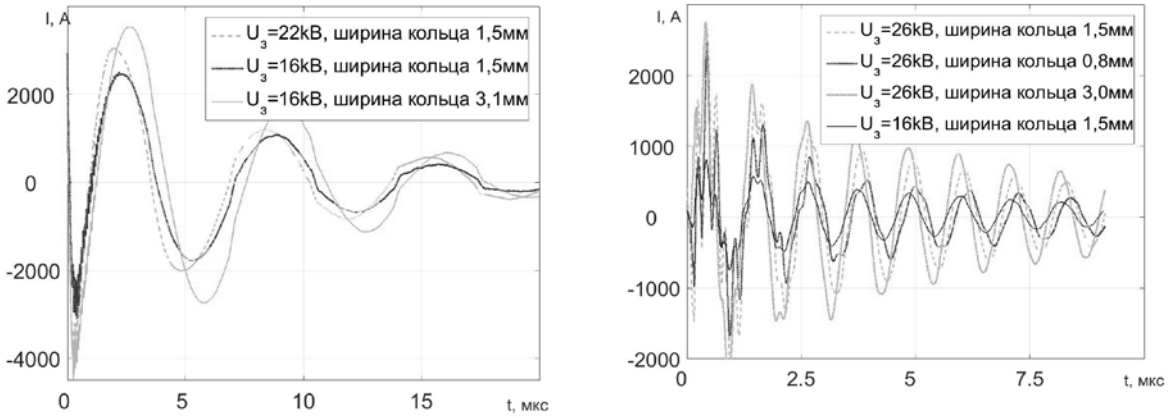
Второй способ нагружения образцов с периодом тока в катушке и кольце T = 1 мкс реализовывается при подаче на катушку импульса напряжения длительностью ~100нс и амплитудой (80–300) кВ. Ток, протекающий по катушке и кольцу, измерялся двумя различными поясами Роговского. Эксперименты проводились на кольцах из медных фольг толщиной 0,015мм и шириной 0,8-5 мм.

На рис.1 приведены графики зависимости измеренного тока в кольцах из меди различной ширины в зависимости от напряжения заряда конденсатора для первого (a) и второго (b) случаев нагружения, соответственно.

Рисунок 2 иллюстрирует осциллограммы токов в катушке и в кольце, измеренные экспериментально и рассчитанные по приведённым в [4] выражениям, также для двух случаев нагружения. В качестве примера осциллограммы выбраны для медного кольца шириной 1,5 мм.

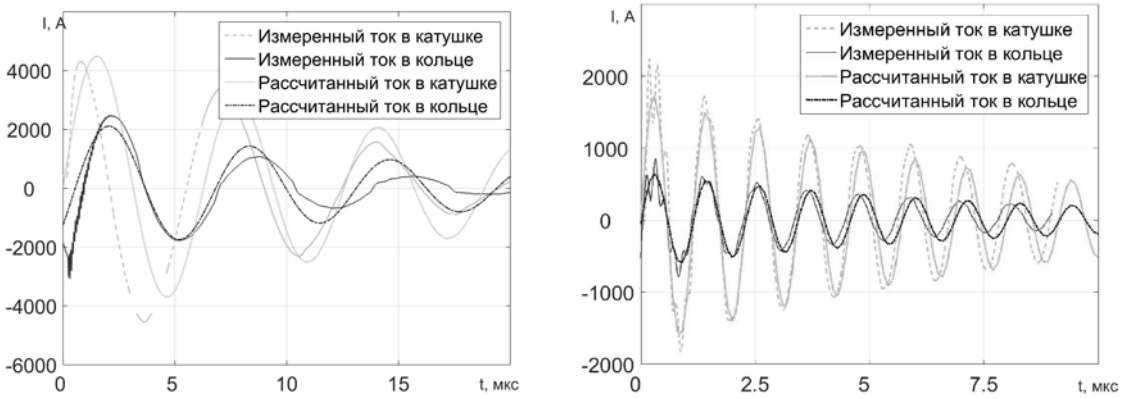
Расчет сил, действующих на кольцо $F(t)$, производился согласно схеме, описанной в работе [3]. Были определены значения $F(t)$ для медных колец разной ширины при разных значениях напряжения заряда конденсатора, тем самым приложенной энергии, для двух случаев нагружения.

Были проведены измерения радиального давления q(t) на кольца с помощью разработанных нами пьезодатчиков на основе полимерной пленки. Далее по формуле Лапласа $\sigma(t) = q(t)R/h$, где R – радиус кольца, h - толщина кольца, определялось окружное напряжение.



a *b*

Рис.1. Графики зависимости измеренного тока в кольце из меди в зависимости от напряжения заряда конденсатора для первого (*a*) и второго (*b*) случаев нагружения



а *б*

Рис. 2. Осциллограммы токов в катушке и в кольце, измеренные экспериментально и рассчитанные, *a* – *T* = 5 мкс, *b* –*T* = 1 мкс

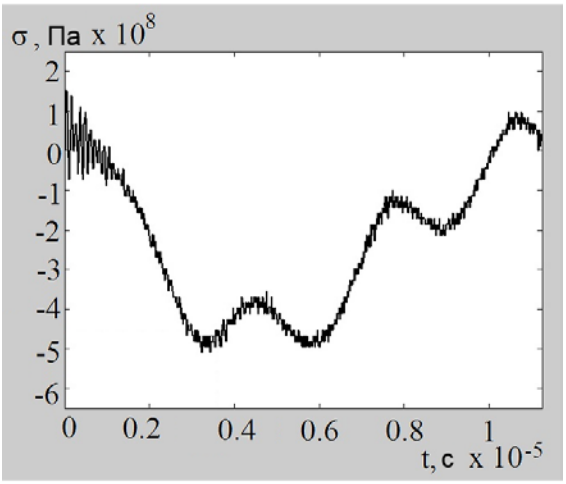


Рис. 3. Экспериментальный профиль окружного напряжения при *T* = 5 мкс

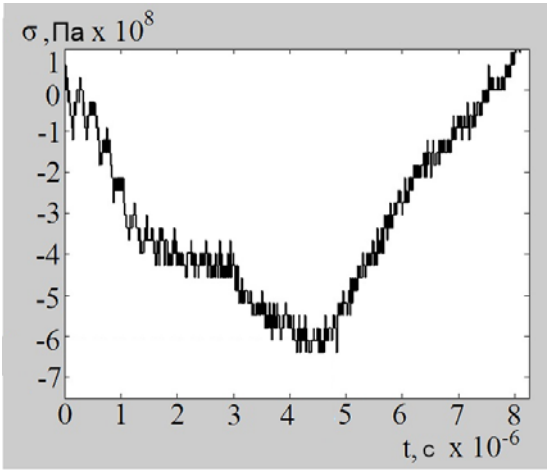


Рис. 4. Экспериментальный профиль окружного напряжения при *T* = 1мкс

На рис.3 приведены экспериментально измеренные профили окружного напряжения $\sigma(t)$ для медных колец при периоде тока в катушке T = 5 мкс. На рис. 3 еще просматриваются колебания напряжения, но они уже существенно сглажены за счет инерции кольца. Практически незаметны колебания на профиле давления рис. 4. Этот рису-

нок соответствует второй схеме нагружения, где период изменения тока в катушке T = 1 мкс.

Сравнение рисунков 3 и 4 показывает, как по мере возрастания скорости деформации все более и более сказывается инерционность деформируемой среды. Для первого случая нагружения скорость деформации ~$10^4 \frac{1}{c}$, для второго – ~$10^5 \frac{1}{c}$.

В результате проведённого исследования и сравнительно анализа ударно-волновых характеристик при изменении скорости деформации от $10^4 \frac{1}{c}$ до $10^5 \frac{1}{c}$ можно сделать следующие выводы:

1. Результаты расчета сил $F(t)$ показывают, что период изменения этих сил и время затухания существенно меньше во втором случае нагружения.

2. Во втором случае нагружения как минимум на порядок возрастает скорость деформации и из-за проявления инерционности среды окружное напряжение становится импульсным, а длительность импульса уменьшается.

Список литературы

1. Zhang O.H., Ravi-Chandar K. // On the dynamics of necking and fragmentation – I.Real-time and post-mortem observations in Al 6061-O. Int J Fract (2006) 142:183–217.
2. Zhang O.H., Ravi-Chandar K. // On the dynamics of necking and fragmentation—II. Effect of material properties, geometrical constraints and absolute size. Int J Fract (2008) 150:3–36.
3. Морозов В.А., Петров Ю.В., Лукин А.А., Кац В.М., Удовик А.Г., Атрошенко С.А.,
4. Федоровский Г.Д. Исследование разрушения металлических колец при ударном
5. воздействии магнитно-импульсным методом ЖТФ. - 2011. - Т. 81.№6. - С. 51-56.
6. Gunko N.A., Gunko Y.F., Zaychenko O.K., Lukin A.A., Morozov V.A. Deformation and fracture of thin ring samples of copper and aluminum by magnetic pulse method // 2015 International Conference on Mechanics-Seventh Poyakhov's Reading 710G734.

ПОЛНОАТОМНОЕ КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ И МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТЕРМОПЛАСТИЧНЫХ ПОЛИИМИДОВ

Назарычев В.М.,[1] Люлин А.В.,[2] Ларин С.В.,[1] Kenny J.M.,[1,3] Люлин С.В.[1,4]

[1]*Институт высокомолекулярных соединений РАН, Санкт-Петербург, Россия*
[2]*Theory of Polymers and Soft Matter Group, Technische Universiteit Eindhoven, The Netherlands*
[3]*Materials Science and Technology Centre, University of Perugia, Terni, Italy*
[4]*Санкт-Петербургский государственный университет, Физический факультет, Санкт-Петербург, Россия*
nazarychev@imc.macro.ru

Полиимиды (ПИ) являются перспективными полимерными связующими, которые имеют большой потенциал использования в ракето-, авиа- и автомобилестроении в качестве легких и прочных покрытий, подложек в микроэлектронной технике, газоразделительных мембран и др. [1]

Синтез новых термопластичных ПИ с улучшенными механическими свойствами без потери их термопластичности и термостойкости является одной из важных задач фи-

зико-химии полимеров [2]. Поскольку переход в стеклообразное состояние полимерного образца обычно происходит из расплава охлаждением, во время которого не все релаксационные процессы успевают завершиться, то для решения этой задачи не только необходимо исследовать механические свойства термопластичных ПИ в стеклообразном состоянии, но и изучить их динамические свойства выше температуры стеклования (T_g). Это связано с тем, что в полимерном образце ниже T_g могут сохраняться движения на масштабах отдельных атомов или атомных групп, а кооперативные движения фрагментов повторяющихся звеньев и перестройки полимерных цепей как целого отсутствуют.

В этой связи механические характеристики полимерного стекла определяются потенциальной энергией, являющейся функцией от координат всех атомов. Форма и глубина максимумов и минимумов потенциальной энергии зависят от термической предыстории образцов, в частности, скорости охлаждения из расплава. Поэтому анализ релаксационных процессов при температурах выше T_g может помочь глубже понять механизмы изменения механических характеристик термопластичных полимеров в стекле, связанные с локальной трансляционной и ориентационной подвижностью фрагментов полимерных цепей в вязкотекучем состоянии. У термопластичных ПИ, содержащих в химической структуре полярные шарнирные группы (например, сульфоновую), изменение полной энергии системы может быть связано либо с изменением гибкости полимерной цепи, либо с изменением меж- и внутримолекулярных диполь-дипольных взаимодействий между группами, обладающими большими значениями дипольных моментов.

Ранее для ПИ Р-СОД, повторяющееся звено которого состоит из диангидрида 1,3-*бис*-(3′,4,-дикарбоксифенокси)бензола (диангидрида Р) и диамина 4,4′-*бис*-(4″-аминофенокси)дифенилсульфона (диамина СОД), рис.1, было установлено сильное влияние диполь-дипольных взаимодействий на его термические свойства [3].

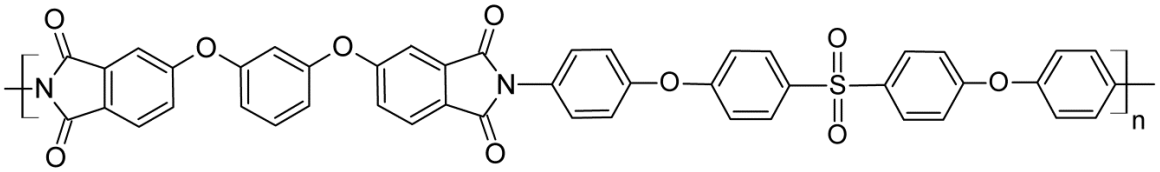


Рис. 1. Химическая структура повторяющегося звена термопластичного полиимида Р-СОД

Данное отличие может быть связано с разными энергетическими барьерами, ограничивающими сегментальную подвижность полимерных цепей при температурах как выше, так и ниже T_g. Таким образом, для ответа на вопрос о том, как влияют электростатические взаимодействия на динамические свойства гетероциклических полимеров, содержащих полярные группы, при температурах выше T_g и механические свойства в стеклообразном состоянии, исследование данного ПИ представляется наиболее интересным.

В данной работе методом атомистической молекулярной динамики было исследовано влияние электростатических взаимодействий (ЭВ) на динамические свойства в вязкотекучем состоянии и механические свойства при комнатной температуре термопластичного ПИ Р-СОД при одноосном растяжении.

При температурах выше T_g в работе была изучена локальная трансляционная и ориентационная подвижность фрагментов полимерных цепей ПИ Р-СОД. Для этого были оценены средние времена локальной трансляционной и ориентационной подвижности у образцов ПИ Р-СОД с учетом и без учета парциальных зарядов. На основании анализа температурной зависимости времени локальной ориентационной подвижности были определены энергии активации E_a ориентационной подвижности концевого диаминного фрагмента полимерной цепи ПИ Р-СОД с учетом и без учета парциальных зарядов. Полученные результаты показали, что значения E_a у образцов с учетом парциальных за-

рядов практически в 2 раза больше по сравнению с образцами без их учета. Такое соотношение E_a может свидетельствовать об определяющей роли диполь-дипольных взаимодействий, сказывающихся и на механических свойствах ПИ Р-СОД в стеклообразном состоянии.

Установлена существенная корреляция между изменением локальной трансляционной и ориентационной подвижности выше T_g и изменением значений основных механических характеристик (коэффициента Пуассона μ и предела текучести σ_y). Показано, что сниженная локальная подвижность выше температуры стеклования не только приводит к повышению T_g, но и к повышению значения предела текучести σ_y, а также понижению значения коэффициента Пуассона μ в стекле. Таким образом, замедление локальной трансляционной и ориентационной подвижности полимерных цепей ПИ Р-СОД в системах с учетом парциальных зарядов коррелирует с улучшением его механических свойств в стеклообразном состоянии по сравнению с образцами без учета парциальных зарядов.

Показано, что для образцов со сниженной сегментальной подвижностью при одноосном растяжении может не происходить образование «зуба текучести». Зависимость плотности от скорости охлаждения полностью исчезает при растяжении полимерного образца в область необратимых деформаций (больше предела текучести), что, вероятно, связано с явлением механического омоложения полимерного материала.

С использованием феноменологической теории Эйринга проведен расчет значений активационной энергии ΔH и активационного объёма v термопластичного ПИ Р-СОД с учетом и без учета парциальных зарядов. Показано, что значение ΔH сильнее зависит от термической предыстории, чем значение v, что может быть в большей степени связано с энергетической природой явления механического омоложения, а не изменением активационного объема полимерной цепи при пластической деформации.

Выполненная работа показала существенную взаимосвязь между изменением локальной сегментальной подвижности фрагментов полимерных цепей термопластичных ПИ выше T_g и изменением их механических свойств в стеклообразном состоянии. В дальнейшем примененная в работе методика будет использована для изучения диэлектрических свойств термопластичных ПИ методом атомистической молекулярной динамики.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (Госконтракт № 14.Z50.31.0002). Компьютерное моделирование проведено с использованием вычислительных ресурсов кластера ИВС РАН, суперкомпьютеров СКИФ МГУ "Чебышев" и "Ломоносов" и суперкомпьютера МВК НИЦ "Курчатовский институт".

Список литературы

1. Liaw D.-J., Wang K.-L., Huang Y.-C., Lee K.-R., Lai J.-Y., Ha C.-S., Prog. Polym. Sci. - 2012. - V. 37. - P. 907–974.
2. Bessonov M.I., Koton M.M., Kudryavtsev V.V. Laius L.A., Polyimides: Thermally Stable Polymers, Plenum, New York, NY, 1987.
3. Nazarychev V.M., Larin S.V., Yakimansky A.V., Lukasheva N.V., Gurtovenko A. A., Gofman I.V., Yudin V.E., Svetlichnyi V.M., Kenny J.M., Lyulin S.V. J. Polym. Sci. Part B: Polym. Phys. 2015, 53, 912–923.

СТРУКТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ХАРАКТЕРНЫХ ВРЕМЕН РЕЛАКСАЦИИ ПРИ ДИСЛОКАЦИОННОЙ ПЛАСТИЧНОСТИ, ПОЛЗУЧЕСТИ И ЗЕРНОГРАНИЧНОМ ПРОСКАЛЬЗЫВАНИИ

Селютина Н.С.[1], Бородин И.Н.[2,3], Петров Ю.В.[1,2]

[1] *Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург*
[2]*Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург*
[3]*Челябинский государственный университет, Челябинск*
elbor7@gmail.com

Введение

Пластическое деформирование материала обычно интерпретируется на основе физических моделей: дислокационной пластичности и зернограничного проскальзывания. На основе феноменологической модели Кельвина-Фойгхта в установившемся режиме [1], процесс текучести можно рассматривать с учетом инерции внутренних напряжений материала, описываемых временным параметром. Для физических моделей его называют релаксационным временем, для макроскопических моделей – характерным временем релаксации напряжений. Одной из макроскопических моделей (полученный из модели Кельвина-Фойгта с предположением о «затухающей памяти») является интегральный критерий текучести [2,3] на основе концепции инкубационного времени [4,5]. Подход [2,3] прогнозирует кроме традиционного поведения предела текучести, определяемого критерием Мизеса, динамические эффекты пластического поведения материала, как при статических, так и при динамических нагрузках. Стоит отметить, что характерное время релаксации (временной параметр модели [2,3]) для определенной структуры материала не зависит от геометрии образцов, от параметров процесса нагрузки образца. Соответствие между временными параметрами физической и макроскопической теорий (модель пластичности [2,3] на основе концепции инкубационного времени [4,5,6]), позволяет объяснить рост упругого предвестника (явление зуба текучести), как динамический эффект процесса пластического деформирования с точки зрения дислокационной пластичности и зернограничного проскальзывания. Таким образом, в характерное время релаксации напряжений можно ввести структурные зависимости при дислокационной пластичности или зернограничном проскальзывании и описывать поведение материала при различных внешних воздействиях. В этой работе рассматривается численное моделирование пластического деформирования никеля по экспериментальным данным [7] в зависимости от размера зерна при статических и динамических нагрузках.

Определение времен релаксации по модели Кельвина-Фойгхта

Согласно модели Кельвина-Фойгта, в установившемся режиме при условии пренебрежения статическим пределом текучести σ_y по сравнению с действующими напряжениями, предел текучести Σ_τ при разных скоростях деформации $\dot{\varepsilon}$ дается:

$$\Sigma_\tau(\dot{\varepsilon}) = 2G\dot{\varepsilon}\tau \qquad (1)$$

где G – модуль сдвига, τ – время релаксации. На основе соотношения Орована [1,8] можно получить [1,2] время релаксации τ_D при дислокационном скольжении:

$$\tau_D = \frac{8\chi B_D}{3\rho_D G b^2}, \qquad (2)$$

где ρ_D – скалярная плотность дислокаций, $Gb^2\rho_D$ – полная упругая энергия дислокационных линий в единице объема, а коэффициент фононного трения B_D [9] характеризует скорость рассеяния кинетической энергии дислокаций, $\chi = \left(1 - V_D^2 / c_t^2\right)^{-3/2}$ – динамиче-

ский фактор, учитывающий увеличение плотности дефектов в процессе деформации, V_D – скорость дислокаций, $c_t^2 = G/\rho$ – квадрат поперечной скорости звука. По механизму Кобла [10] время релаксации τ_{gb} определяется кубической зависимостью от размера зерна d по условию (1):

$$\tau_{gb}(d) = \frac{k_b T d^3}{A_C D_{gb} G b^3 \delta}. \qquad (3)$$

Введение структурных зависимостей в макроскопическую модель текучести

Применим условия (2) и (3) вместо характерного времени релаксации интегрального критерия текучести [2,3] со скоростными зависимостями [6] и построим зависимости предела текучести никеля [7,11] от размера зерна. Полученные структурные зависимости предела текучести для разных скоростей деформации (1,5: $0.001\,\text{с}^{-1}$; 2,6: $1000\,\text{с}^{-1}$; 3,7: $3000\,\text{с}^{-1}$; 4,8: $4500\,\text{с}^{-1}$) представлены на рис.1, где кривые 1–4 построены и 5–8 на основе прямой (с постоянным характерным временем $3.3\,\text{мкс}$, совпадающим со значением из условия (2)) и обратной зависимостей Холла-Петча [12] соответственно. Характерное время релаксации напряжений при $d = 17\,\text{нм}$ (кривые 5–8) равнялось $0.575\,\text{мкс}$ и заменялось кубической функцией с коэффициентом пропорциональности $6.7 \cdot 10^{-10}\,\text{с} \cdot \text{нм}^{-3}$ по условию (3). Предел текучести при динамических воздействиях ($1000\,\text{с}^{-1}$; $3000\,\text{с}^{-1}$; $4500\,\text{с}^{-1}$) хорошо соответствует экспериментальным данным.

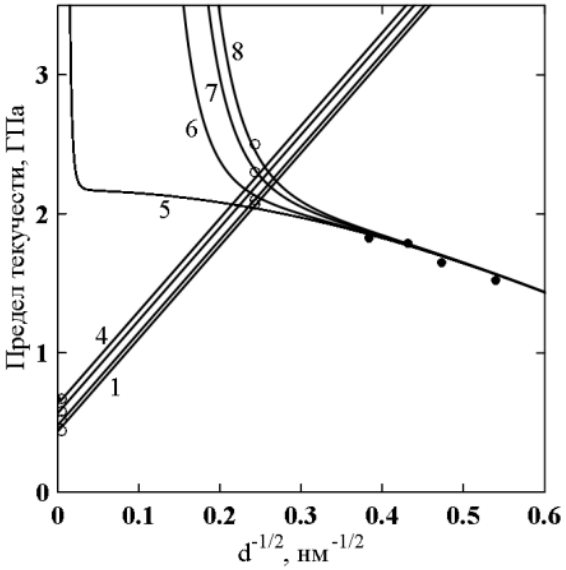


Рис.1. Поведение предела текучести никеля [7,11] по интегральному критерию текучести [2,3] при структурных зависимостях барьерного напряжения по прямому (1–4) и обратному (5–8) закону Холла-Петча [12] и времени релаксации при дислокационной пластичности (1–4) по условию (2) и зернограничном проскальзывании (5–8) по условию (3).

Заключение

Подобие характерного времени релаксации напряжений по модели [2,3] и времени релаксации при дислокационной пластичности и зернограничном проскальзывании вводит структурные зависимости в подход [2,3]. Полученная модель дополняет статические зависимости прямого и обратного законов Холла-Петча и оценивает предел текучести как функцию не только от размера зерна, но и от скорости внешнего воздействия.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №16-31-60051.

Список литературы

1. Бородин, И.Н., Майер, А.Е., Петров, Ю.В., Груздков А.А., 2014. Физика твердого тела. 56, 2384-2393.
2. Petrov, Yu.V., Borodin, E.N., 2015. Relaxation mechanism of plastic deformation and its justification using the example of the sharp yield point phenomenon in whiskers. Phys. Solid State 57 (2), 353–359.
3. Borodin, I.N., Petrov, Y.V., 2014. Relaxation model of dynamic plastic deformation of

materials. Mechanics of Solids 49 (6), 635–642.
4. Gruzdkov, A.A., Petrov, Yu.V., 1999. On temperature–time correspondence in high-rate deformation of metals. Doklady Physics 44 (2), 114–116.
5. Gruzdkov, A.A., Petrov, Yu.V., Smirnov, V.I., 2002. An invariant form of the dynamic criterion for yield of metals. Phys. Solid State 44 (11), 2080–2082.
6. Gruzdkov, A.A., Sitnikova, E.V., Morozov, N.F., Petrov, Y.V., 2009. Thermal effect in dynamic
1. yielding and fracture of metals and alloys. Math. Mech. Solids 14 (1–2), 72–87.
7. Rajaraman, S., Jonnalagadda, K.N., Ghosh, P., 2013. Indentation and dynamic compression experiments on microcrystalline and nanocrystalline nickel. Conference Proceedings of the Society for Experimental Mechanics Series 1, 157–163.
8. Mayer, A.E., 2014. Dynamic shear and tensile strength of iron: Continual and atomistic simulation. Mech. Solids 49, 649–656.
9. Дудоров А.Е., Майер А.Е., 2011. Вестн. Челяб. гос. ун-та. 39 , 48–56.
10. Meyers M.A., Chawla K.K. Mechanical Behavior of Materials. New York, Cambridge Univ. Press, 2009. 856 p.
11. Schiotz, J., Di Tolla, F.D., Jacobsen, K.W., 1998. Nature London 391, 561–563.
12. Meyers M.A., Chawla K.K. Mechanical Behavior of Materials. New York, Cambridge Univ. Press, 2009. 856 p.

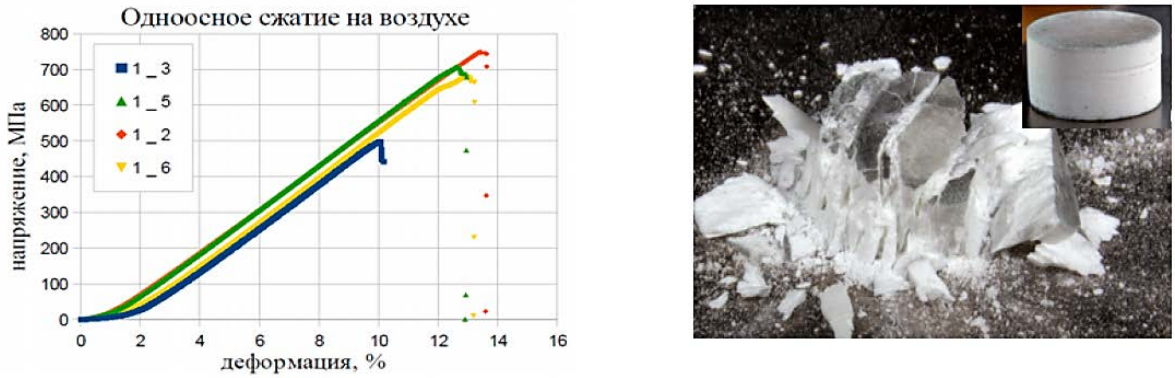
О СТАТИСТИКЕ ФРАГМЕНТАЦИИ ОКСИДНОЙ КЕРАМИКИ В УСЛОВИЯХ ОДНООСНОГО СЖАТИЯ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Ляпунова Е.А.[1,2,3], Давыдова М.М.[2], Зайцев Д.В.[1]

[1]Институт естественных наук, Уральский Федеральный Университет, г. Екатеринбург, Россия,
[2]Институт механики сплошных сред УрО РАН, г. Пермь, Россия
[3]Пермский государственный университет, г. Пермь, Россия
lyapunova@icmm.ru

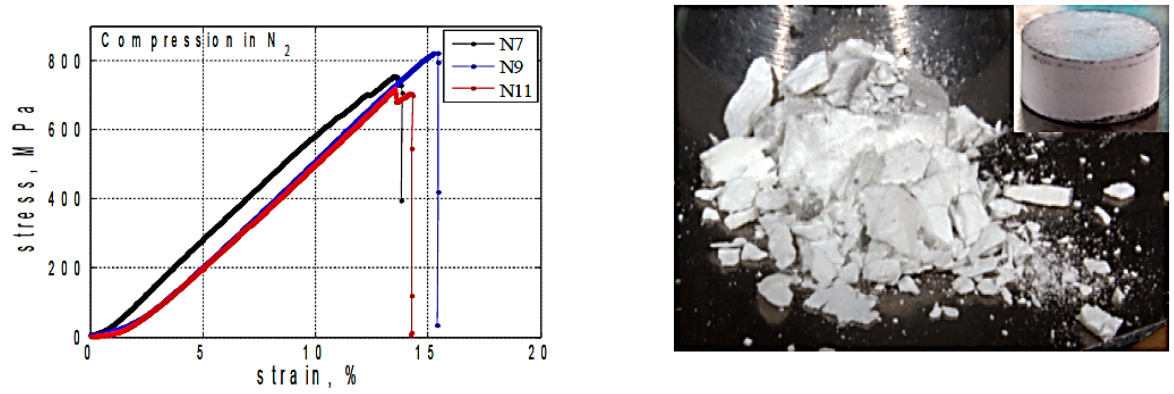
Исследуется деформационное поведение и статистические закономерности разрушения оксидной керамики в условиях квазистатического одноосного сжатия и диаметрального сжатия в воздушной атмосфере при температуре 293 К и в среде жидкого азота (температура 77.4 К). Оксид алюминия синтезирован методом плазменного напыления, обеспечившим достаточно высокую однородность структуры и отсутствие крупных дефектов, что является чрезвычайно важным при механических испытаниях квазихрупких материалов. На рис. 1 и 2 представлены деформационные кривые и фотографии цилиндрических образцов до и после испытаний на воздухе и в среде жидкого азота соответственно. Напряжение разрушения цилиндрических образцов диаметром 8,75 мм и высотой 4,38 мм при испытаниях на воздухе составило 712 ± 60 МПа, при испытаниях в среде жидкого азота 765 ± 90 МПа; максимальная деформация до разрушения оказалась несколько выше для испытаний в среде жидкого азота, чем для испытаний на воздухе (14% и 13% соответственно).

При диаметральном сжатии образцов были выявлены следующие закономерности: при нагружении в среде жидкого азота наблюдается разрушение не только в плоскости растягивающих напряжений (рис. 3, *б*), но и вблизи плоскости максимальных касательных напряжений (рис. 4, *б*).



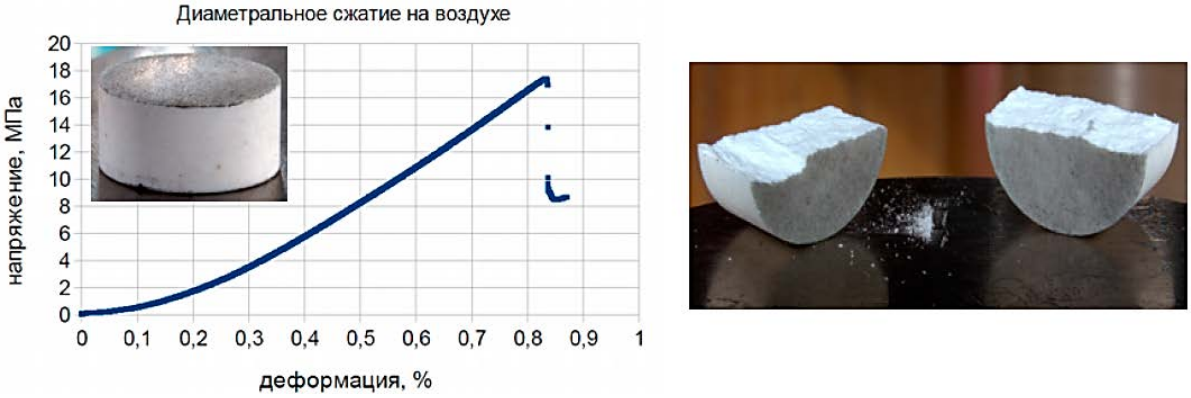
а *б*

Рис. 1. Деформационные кривые (*а*), внешний вид образца до и после одноосного сжатия (*б*) при нагружении в воздушной атмосфере



а *б*

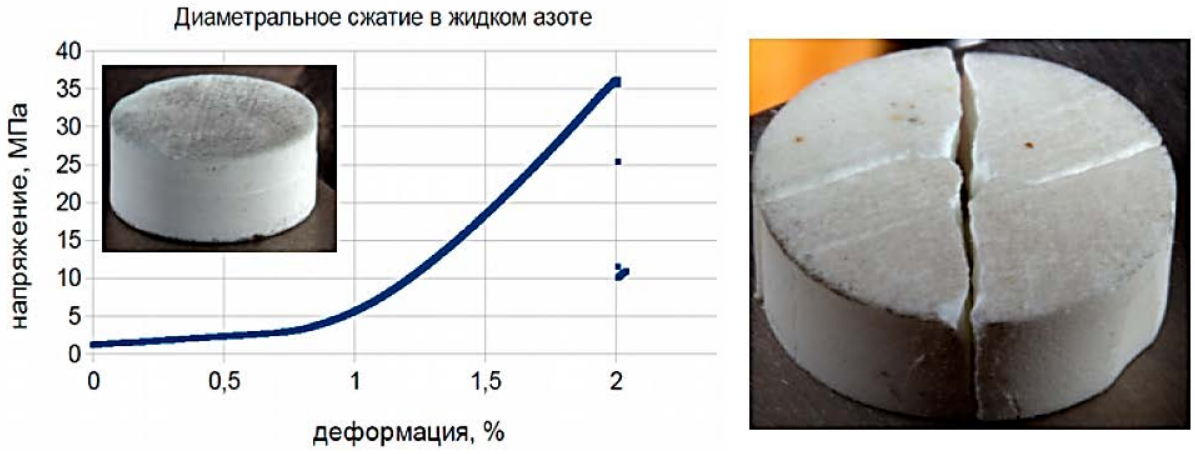
Рис. 2. Деформационные кривые (*а*), внешний вид образца до и после одноосного сжатия (*б*) при нагружении в среде жидкого азота



а *б*

Рис. 3. Деформационная кривая и внешний вид образца до (а) и после одноосного сжатия (б) при нагружении в среде жидкого азота

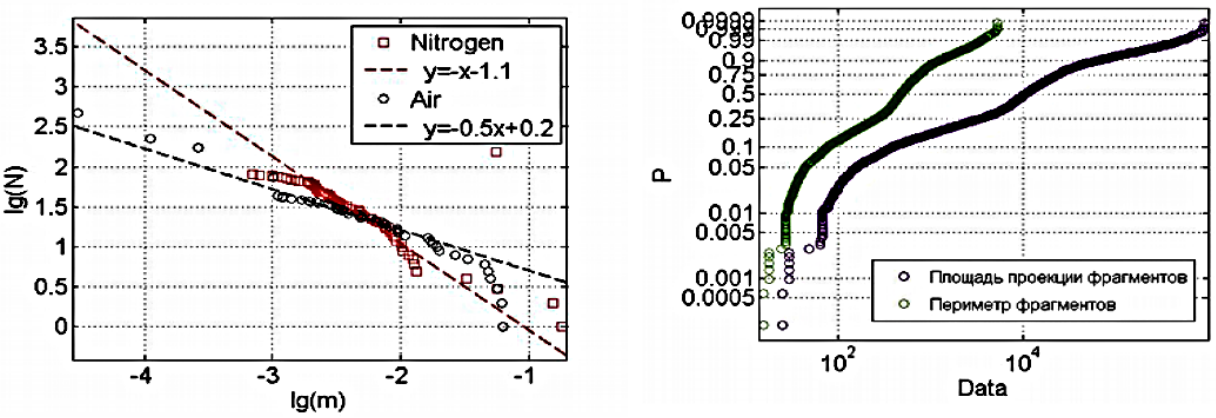
Для определения особенностей разрушения образцы, сохраненные после механических испытаний, просеивались через сита с различной величиной ячейки (от 2.5 мм до 0.02 мм). Фрагменты из каждого сита взвешивались (по отдельности, если масса фрагмента была больше точности весов, составляющей 0.001 г, или группами для определения средней массы фрагмента) для определения статистики распределения фрагментов по массе, и фотографировались на цифровом оптическом микроскопе в режиме съемки на просвет для построения распределения фрагментов по площади проекции и периметру.



а *б*

Рис. 4. Деформационная кривая и внешний вид образца до (*а*) и после одноосного сжатия (*б*) при нагружении в среде жидкого азота

Построение кумулятивной дополнительной функции распределения массы всех фрагментов в случае нагружения в воздушной атмосфере и в среде жидкого азота показало, что фрагментация образцов при одноосном сжатии в среде жидкого азота протекает более интенсивно с образованием большего количества мелких фрагментов (рис. 5 *а*). Однако, если распределение фрагментов по массе имеет достаточно однородный вид (рис. 5 *а*), оценка распределения фрагментов по размеру (площадь проекции фрагментов и их периметр) выявило неоднородный характер с выраженным перегибом (рис. 5 *б*).



а *б*

Рис. 5. Кумулятивная дополнительная функция распределения фрагментов по массе (*а*), проверка закона распределения площади проекции и периметра фрагментов: распределение Вейбулла (*б*)

Данное обстоятельство может быть связано с наличием структурно обусловленного пространственного масштаба, например, размера кристаллитов керамического порошка, используемого при плазменном напылении.

Образцы для исследования предоставлены компанией "Уралинтех", г. Екатеринбург. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант № 14-19-01173).

КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ МИКРОТРЕЩИНООБРАЗОВАНИЯ ТВЁРДЫХ ТЕЛ КАК ОСНОВА АКУСТИКО-ЭМИССИОННОГО ПРОГНОЗИРОВАНИЯ МЕХАНИЧЕСКОГО РАЗРУШЕНИЯ

[1]Носов В.В., [2]Махмудов Х.Ф.

[1]Национальный минерально-сырьевой университет «Горный», Санкт-Петербург
[1]Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург
[2]Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург
nosovvv@list.ru

Описана кинетическая модель микротрещинообразования и вытекающий из неё подход к прогнозированию времени до разрушения образцов конструкционных материалов, технических объектов, горных пород, удароопасности массива горных пород на основе автоматизированного определения параметров микромеханической модели временных зависимостей числа регистрируемых сигналов акустической эмиссии с использованием кинетических и статистических признаков идентификации определяющего прочность этапа однородного разрушения. Приведены примеры использования модели для прогнозирования времени разрушения образцов сварных соединений.

Введение

Несмотря на то, что кинетические модели разрушения достаточно удачно согласуется с отражающим разрушение явлением акустической эмиссии (АЭ) [1-4], применяемые на практике алгоритмы долгосрочного акустико-эмиссионного прогнозирования механического разрушения не в полной мере используют универсальные кинетические закономерности. Рассмотрим возможности решения проблемы на основе двухстадийной модели разрушения и микромеханической модели временных зависимостей параметров акустической эмиссии.

Модель разрушения

Временная зависимость мелкодисперсного роста концентрации микротрещин C в условиях неоднородности структурного и напряженного состояний материала имеет следующий вид:

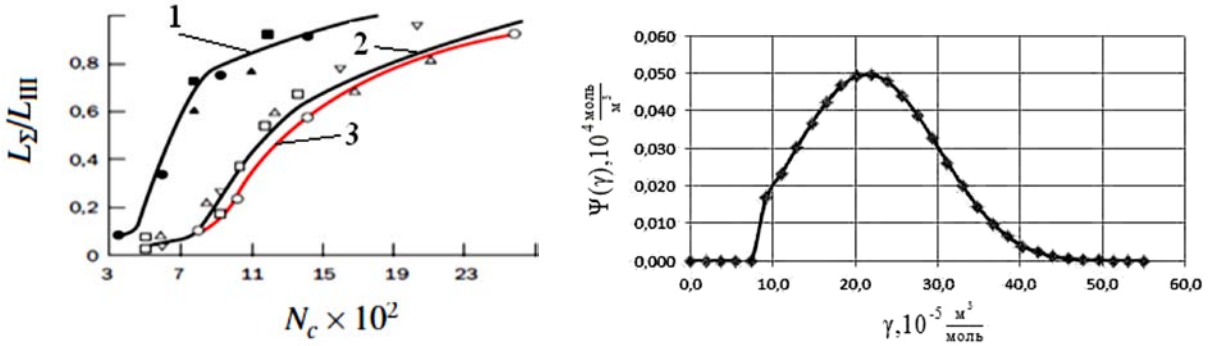
$$C(t) = C_0 \int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} \psi(\gamma) \left(1 - \exp\left(-\int_0^t \frac{d\bar{t}}{\tau_0 \exp\left(\frac{U_0 - \gamma\sigma(\bar{t})}{RT}\right)}\right)\right) d\gamma, \qquad (1)$$

где t – текущее время; при начальном условии $C(0) = 0$, C_0 – начальная концентрация структурных элементов в материале до разрушения; $\tau_0 \approx 10^{-13}$ с – период атомных колебаний; U_0 – энергия активации процесса разрушения; γ – структурно-чувствительный коэффициент; σ – напряжения; R – универсальная газовая постоянная; T – абсолютная температура, $\Psi(\gamma)$- функция плотности распределения значений γ по структурным элементам, $\gamma_{\min}$ и $\gamma_{\max}$ – минимальное и максимальное значения γ структурных элементов. Среднестатистическое время ожидания разрушения одного структурного элемента, задаётся формулой Журкова

$$\theta_{cp} = \tau_0 \exp\left(\frac{U_0 - \gamma\sigma}{RT}\right), \qquad (2)$$

Функцией $\Psi(\gamma)$ или подобной ей $\Psi(\omega)$ (где $\omega = \gamma\sigma/KT$) моделируется структурная и прочностная неоднородность материала на этапах упругого и пластического деформиро-

вания (рис.1, 2). Рассматривались ограниченное Вейбулловское, логарифмически-нормальное, равномерное и двух-прямоугольное распределения функций Ψ(γ) и Ψ(ω).



а *б*

Рис. 1. Результаты моделирования процесса разрушения и регистрации АЭ на этапе упругого деформирования (бездефектного образца стыкового сварного соединения): *а* – сопоставление результатов моделирования процесса разрушения, результаты микроскопических исследований накопления микротрещин длиной 50–400мкм циклически нагруженных сварных соединений, выполненных из стали Х18Н10Т (1 – σ = 480МПа , 2 – σ = 680 МПа различных длин *L*ш сварного шва – 470мм) и их сопоставление с результатами моделирования (3); *b* – вид ограниченного распределения Вейбулла Ψ(γ)

Пластическая деформация приводит к изменению параметров функции Ψ(γ) (рис.2).

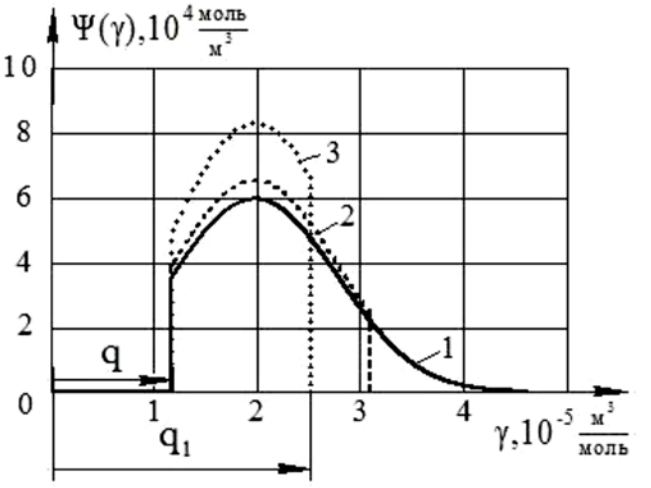


Рис. 2. Моделирование эволюции структурной неоднородности материала при пластической деформации: 1 – вид функции Ψ(γ) распределения параметра γ для недеформированного материала, 3 – перед пластическим разрушением, 2 – вид функции Ψ(γ) в момент пластического деформирования

Обсуждение результатов

По описанной методике был проведён анализ результатов акустико-эмиссионных испытаний образцов сварных соединений, металлических заготовок, предназначенных для пластической обработки давлением, образцов и массива горных пород, композиционных материалов, сложно нагруженных металлоконструкций, сосудов давления и проанализированы связываемые с $C(t)$, вероятностями регистрации сигналов АЭ в заданном для длительности пауз интервалах, частотном и амплитудном диапазонах и значениями временем τ* до разрушения или образования трещины:

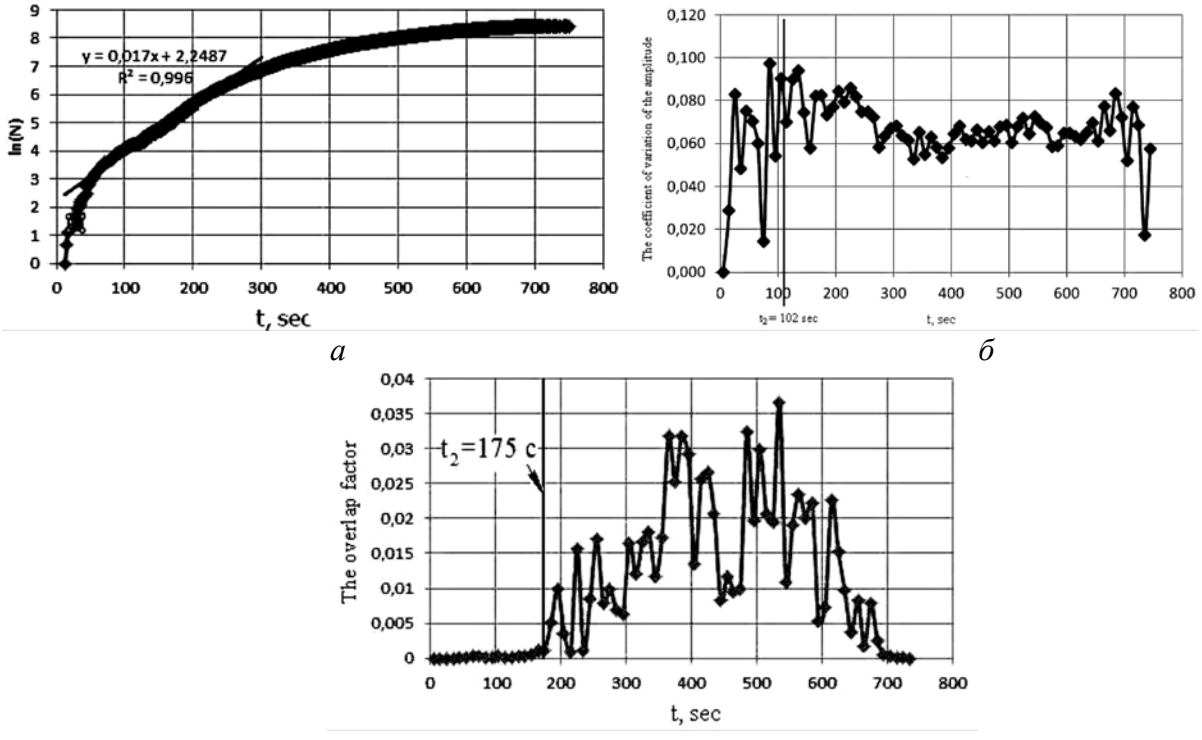
- временные зависимости числа импульсов и логарифма числа импульсов $N_\Sigma(t)$, $\ln N_\Sigma(t)$;

- длительность импульсов, коэффициент $K_{П}$ перекрытия импульсов (вычисляется как отношение суммарной длительности импульсов в течение интервала времени к величине этого интервала);

- амплитуда, коэффициент вариации амплитуды, параметр K_{nt} (отношение активности АЭ к средней длительности импульсов)

- корреляции расчётных и действительных значений τ*.

Для оптимизации лежащей в основе прогнозирования разрушения итерационной процедуры подбора значения параметров распределений Ψ(γ) и Ψ(ω) использованы диагностические признаки неоднородного и однородного этапов процесса разрушения, а в качестве исходного принимали величину параметра γ, полученного по участку однородного разрушения на основе определения прочностного диагностического АЭ показателя $X_{AE}= \gamma \dot{\sigma} /(RT)$ ($\dot{\sigma}$ -скорость роста напряжений). При недостаточной информативности кинетического признака ($\left| d^2\xi/dt^2 \right| \rightarrow \min$ при σ = const, $\left| d^2\ln\xi/dt^2 \right| \rightarrow \min$ при $d\sigma/dt$ = const), для идентификации определяющего ресурс этапа однородного разрушения использовались сведения о разбросе значений амплитуды и величине коэффициенте перекрытия сигналов АЭ (рис. 3). В ходе обработки автоматизировано определялся защищённый от мультипликативных помех временной интервал $[t_1;t_2]$ этапа однородного разрушения и строилась теоретическая кривая зависимости числа импульсов АЭ от времени, используя в качестве функции Ψ(γ) одно из распределений.



а *б*

в

Рис. 3. Автоматизированное определение параметра X_{AE} =0,017 c^{-1} как углового коэффициента линейного участка временной зависимости логарифма числа импульсов АЭ на этапе однородного разрушения равномерно нагружаемого образца сварного соединения (*а*) и определение временного интервал $[t_1;t_2]$ этапа однородного разрушения (*б*, *в*). *б* – определение момента времени t_1 по графику зависимости коэффициента вариации амплитуды от времени; *в* – определение момента времени t_2 по графику зависимости коэффициента перекрытия импульсов от времени.

Варьируя значениями параметров этих распределений, наблюдали за изменением формы распределения Ψ(γ) и среднего значения параметра γ. Результаты моделирования сопоставляли с экспериментальными данными (рис. 1). При близком совпадении теоретической и экспериментальной кривых получали искомые значения параметров кинети-

ческой модели разрушения (1). Сравнение рассчитанных по условию $C(\tau^*)=C^*\approx 0{,}01C_0$ значений времени до разрушения $t = \tau^*$ давало хорошее согласие с их фактическими значениями [5] (коэффициент корреляции расчётного и фактического времени до разрушения составлял 0,8).

Заключение

Таким образом, показана эффективность использования кинетических закономерностей микротрещинообразования для прогнозирования разрушения. Описаны метод выделения представительного этапа однородного разрушения и определения его количественных характеристик на основе кинетических и статистических признаков однородности, позволяющие повысить оперативность оценки времени до разрушения образца, выполнять исследования процесса разрушения и явления акустической эмиссии различных по структуре и размерам объектов, дать базу методическим экспертным разработкам и адаптировать научные исследования к учебному процессу.

Список литературы

1. S. A. Stanchits, D. A. Lockner, and A. V. Ponomarev Anisotropic Changes in *P*-Wave Velocity and Attenuation during Deformation and Fluid Infiltration of Granite. // Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 93, No. 4, pp. 1803–1822, August 2003.
2. Х. Ф. Махмудов, М. Г. Менжулин, М. В. Захарян, У. Султонов, З. М. Абдурахманов, 2015, ЖТФ, Т.**85**, С. 79-85.
3. В. В. Носов Диагностика машин и оборудования: Учебное пособие, 2-е изд. испр и доп, «Лань», СПб, 2012. – 384 с.
4. В. В. Носов Механика композиционных материалов. –Лабораторные работы и практические занятия: Учебное пособие. Изд-во «Лань», СПб, 2013, 2-е изд. перераб. и доп., 240 с
5. V. V. Nosov. //Russian Journal of Nondestructive Testing, 2014, Vol. 50, No. 12, pp. 719–729.

БЛОЧНОСТЬ И ОСТАТОЧНЫЕ НАПРЯЖЕНИЯ В ПРОФИЛИРОВАННЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ САПФИРА

Крымов В.М., Носов Ю.Г., Бахолдин С.И., Шульпина И.Л., Николаев В.И.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе , Санкт-Петербург, Россия
yu.nosov@mail.ioffe.ru

Монокристаллические сапфировые стержни и трубки, выращенные из расплава методом Степанова (EFG) широко применяются в технике. В некоторых случаях использования, например, в качестве затравок для роста объемных кристаллов или для изготовления оболочек газоразрядных ламп к кристаллам предъявляются дополнительные требования: отсутствие блочности и остаточных напряжений.

В работе изучено влияние кристаллографической ориентации используемой затравки, условий затравления и термических напряжений на развитие блочности и остаточных напряжений в кристаллах различной формы.

Выращивание кристаллов. Способом Степанова выращивались стержни сапфира круглого (диаметром 8, 12 и 23 мм) и квадратного 8х8 мм сечений и трубки (10х8), (27х10) и (16х9) мм. Кристаллы выращивались двух кристаллографических ориентаций: *c* - [0001] и *a* - $[2\bar{1}\bar{1}0]$. Использовалась обычная тепловая зона: графитовый нагрева-

тель диаметром 120 мм, графитовые тепловые экраны, аргон как газовая среда, тигель и формообразователь из молибдена. Скорость выращивания составляла 1 мм/мин. Из выращенных кристаллов перпендикулярно направлению вытягивания вырезались образцы для исследования в виде шайб толщиной 4.5 мм. Шайбы шлифовались и полировались до оптической прозрачности. Блочная структура выращенных кристаллов изучалась с помощью поляризационного микроскопа и рентгено – топографическим методом. Остаточные напряжения в вырезанных шайбах определялись методом оптической коноскопии.

Кристаллографическая ориентация. Показано, что в большинстве случаев при выращивании стержня в направлении оптической оси *c* [0001] образуется блочно-мозаичная структура. Начальная часть такого кристалла содержит отдельные крупные блоки. Далее, по мере роста кристалла наблюдается кольцеобразное развитие блочной структуры от поверхности кристалла к центру с уменьшением размеров блоков, рис.1. При выращивании стержней в направлении *a* [$2\bar{1}\,\bar{1}0$] структурное совершенство кристаллов выше, обычно растет монокристалл, и только иногда образуются локальные приповерхностные блоки.

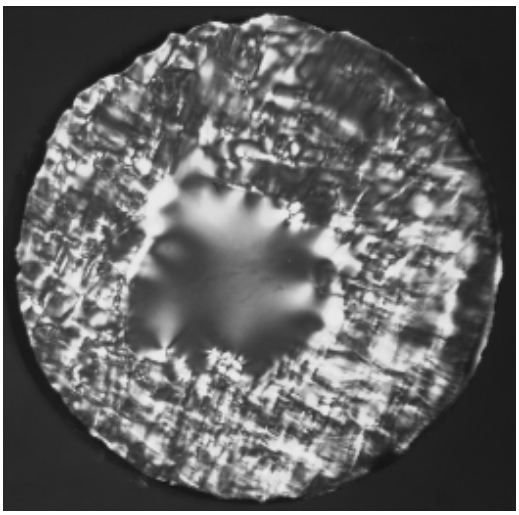


Рис.1. Блочная структура сечения круглого стержня сапфира [0001] диаметром 8 мм на расстоянии 400 мм от затравки. Поляризованный свет. Кристаллографическая ориентация стержня [0001]. Блочная структура развилась от дефектной затравки

Для кристаллов трубчатой формы, выращенных в направлении *a* наблюдается сильное развитие блоков в областях проявления двух граней (0001) на боковой поверхности. Для трубок направления ***c*** развитие блочной структуры в сечении и по длине аналогично развитию блочности в стержнях той же ориентации рис.2, 3.

Рис.2. Кольцеобразный образец сапфира, вырезанный из трубки (27x10) мм. Кристаллографическая ориентация трубки [0001]. Неполяризованный свет

Затравление. При использовании безблочной затравки и соблюдении точного режима затравления могут быть получены безблочные монокристаллические стержни обеих ориентаций, диаметром до 20 мм. При увеличении диаметра выращиваемого кристалла в кристаллах ориентации ***c*** возможно зарождение блоков даже при безблочной затравке.

Термонапряжения. Поляризационно-оптическим методом измерено распределение остаточных напряжений в поперечных сечениях стержня диаметром 23 мм и трубки 27 х 10мм, выращенных в направлении *c*. В стержне разность напряжений (σ_φ-σ_r) минимальна в центральной части и возрастает к его периферии. На поверхности стержня действуют тангенциальные растягивающие напряжения, величина которых не превышает 20 MPa. В трубчатых монокристаллах величина (σ_φ-σ_r) достигает своих максимальных значений 15–20 MPa на внешней и внутренней

поверхностях, рис.4. Показано, что на внешней поверхности трубки действуют тангенциальные растягивающие напряжения, тогда как на внутренней поверхности - тангенциальные сжимающие. Сопоставление распределения измеренных остаточных напряжений и расчетных термонапряжений позволило сделать вывод, что дефектная структура и остаточные напряжения вызваны пластической деформацией выращиваемого кристалла в очень узкой высокотемпературной области (высотой порядка 1 мм) от фронта кристаллизации [1-3].

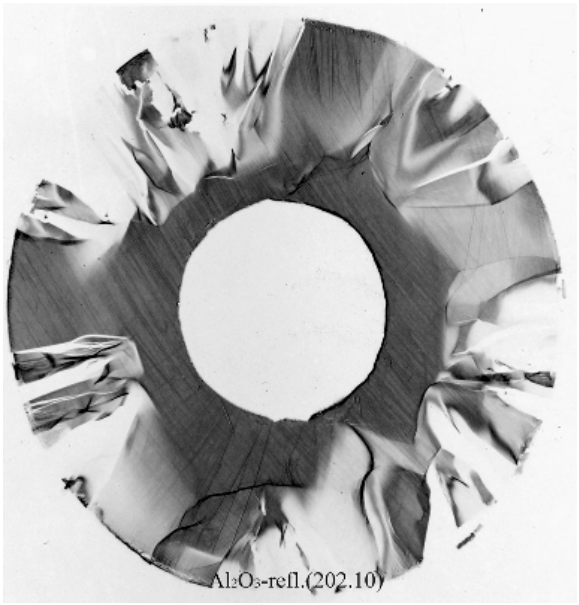


Рис.3. Блочная структура кольцеобразного образца сапфира, вырезанного из трубки (27x10) мм. Рентгеновская топограмма. Видно развитие блоков от внешней поверхности к центру трубки. Образец тот же, что на рис. 2

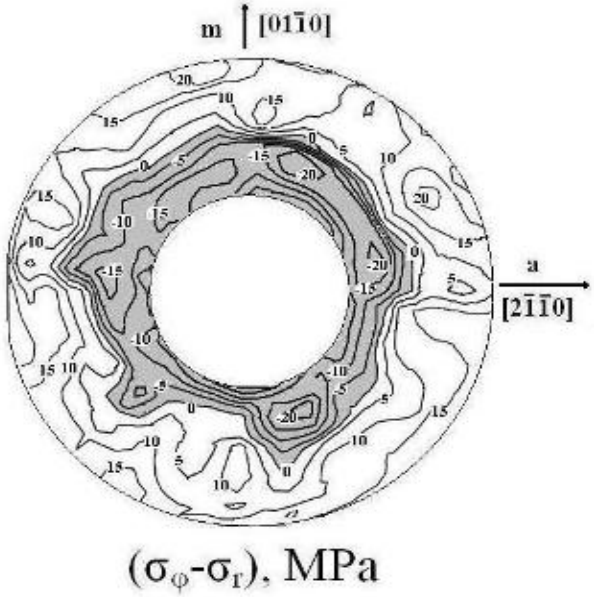


Рис.4. Разность напряжений (σ_φ–σ_r) в кольцеобразном образце сапфира, определенная поляризационно – оптическим методом. Образец тот же, что на рис. 2

Список литературы

1. А.В.Денисов, В.М.Крымов, Ю.О.Пунин, ФТТ, 2007, т.49, в.3, с.454-459.
2. В.М. Крымов, Ю.Г.Носов, С.И. Бахолдин, В.Н.Маслов, И.Л.Шульпина, Кристаллография , 2015, т.60, №3, с. 423-430
3. В.М. Крымов, Ю.Г.Носов, С.И. Бахолдин, Е.В.Галактионов, В.Н.Маслов, Э.А.Тропп, ФТТ ,2015, т.57, вып.4, с.727-732

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СТРУКТУРНО-ФАЗОВОГО СОСТОЯНИЯ ГРАНИЦ ЗЕРЕН НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И КОРРОЗИОННУЮ СТОЙКОСТЬ СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ТИТАНОВОГО СПЛАВА

Нохрин А.В.[(1)], **Чувильдеев В.Н.**[(1)], **Копылов В.И.**[(1, 2)], **Козлова Н.А.**[(1)], **Табачкова Н.Ю.**[(3)], **Бахметьев А.М.**[(4)], **Сандлер Н.Г.**[(4)], **Тряев П.В.**[(4)], **Михайлов А.С.**[(4)], **Чегуров М.К.**[(1)], **Бутусова Е.Н.**[(1)]

[(1)] *Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия*
[(2)] *Физико-технический институт НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь*
[(3)] *НИТУ «МИСИС», г. Москва, Россия*
[(4)] *АО «ОКБМ Африкантов», г. Нижний Новгород, Россия*
Nokhrin@nifti.unn.ru

В качестве объекта исследования выступал промышленный псевдо-альфа сплав ПТ3В состава Ti–4.73вес.%Al–1.88вес.%V. Концентрация кислорода, азота, водорода и углерода в сплаве составляла 0.039-0.042 вес. %, 0.01 вес. %, 0.0024 вес. % и 0.04 вес.%, соответственно. Субмикрокристаллическая (СМК) структура в сплаве формировалась методом равноканального углового прессования (РКУП) при температуре 723–743 К.

В исходном состоянии (до РКУП) структура сплава характеризуется неоднородным распределением зерен по размерам. Средний размер зерна d = 20 мкм. Электронно-микроскопические исследования свидетельствуют о том, что внутри зерен титана присутствуют хаотически расположенные решеточные дислокации. Часть дислокаций выстраивается в стенки и образует малоугловые границы. Анализ дифракционных картин, полученных с отдельных зерен крупнокристаллического сплава показывает, что это зерна α-Ti. Рентгеноструктурными и электронно-микроскопическими исследованиями наличия β-фазы не выявлено.

Энергодисперсионный анализ показывает наличие в структуре крупнокристаллического сплава двух типов границ зерен. Во-первых, это «чистые» границы зерен, которых в структуре крупнокристаллического сплава абсолютное большинство (рис. 1*а*). Средняя концентрация алюминия в таких границах составляет 3.8±0.9 вес.%, а средняя концентрация ванадия – 1.9±0.2 вес.%. Средняя концентрация алюминия в окружающих зернах при этом составляет 3.6±0.9 вес. %, а локальная концентрация ванадия ~1.4±0.2 вес.%.

Во-вторых, это границы зерен, концентрация ванадия в которых может достигать 10 вес.%. Средняя величина концентрации алюминия в кристаллической решетке вблизи таких границ составляет ~4 вес.%, а концентрация ванадия ~1.6 вес.% (рис. 1*б*). Число таких границ зерен невелико.

Средний размер зерна в сплаве ПТ3В после N = 4 циклов РКУП составляет 0.2–0.5 мкм. Зерна, в основном, имеют вытянутую форму, но встречается и достаточно много зерен равноосновной формы. Выделений β-фазы не обнаружено – расположение колец на дифракционной картине соответствует фазе α-Ti. Границы зерен чистые, присутствия избыточных сегрегаций ванадия, аналогичных наблюдавшимся в крупнокристаллическом сплаве, не обнаружено. Результаты энергодисперсионного анализа свидетельствуют о том, что разброс локальной концентрации алюминия и ванадия между отдельными границами зерен незначителен. Средняя концентрация алюминия на границе зерна составляет ~3.2±0.8 вес.%, в объеме кристаллической решетки ~4.0±0.8 вес.%. Средняя концентрация ванадия на границах зерен составляет ~1.9±0.3 вес.%, а в объеме кристаллической решетки ~1.5±0.3 вес.%. Межплоскостные расстояния соответствуют межплоскостным расстояниям для α-Ti.

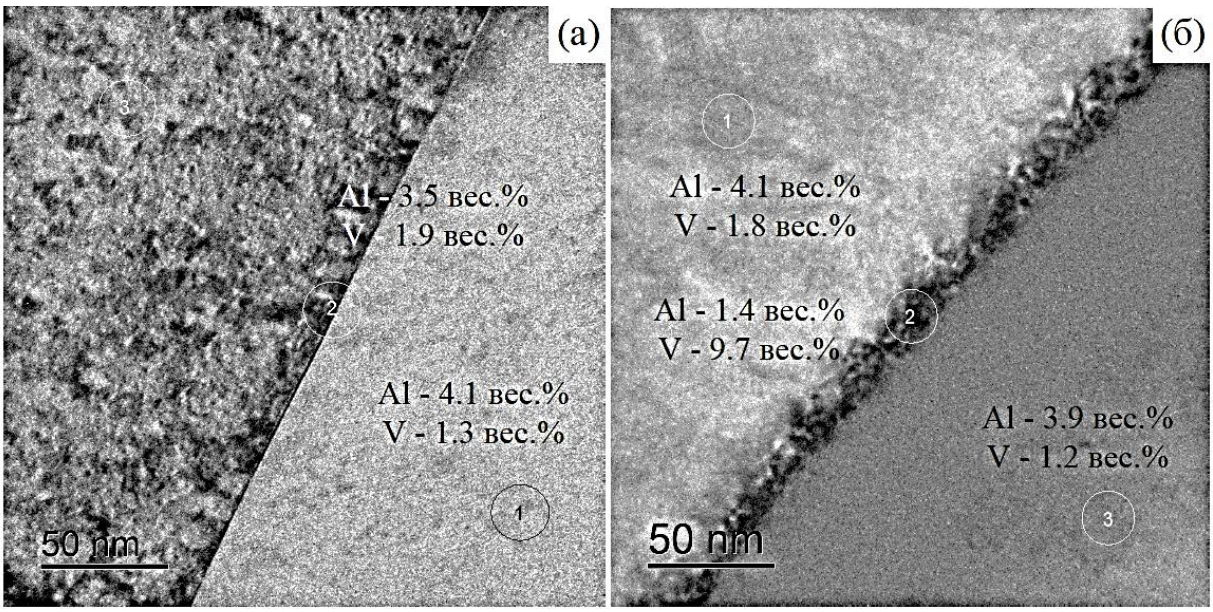


Рис. 1. Результаты энергодисперсионного анализа границ зерен в крупнокристаллическом сплаве ПТ3В: *а* – «обычные» границы зерен с содержанием ванадия (до 2 вес.%), *б* – границы зерен с содержанием ванадия до 10 вес.%

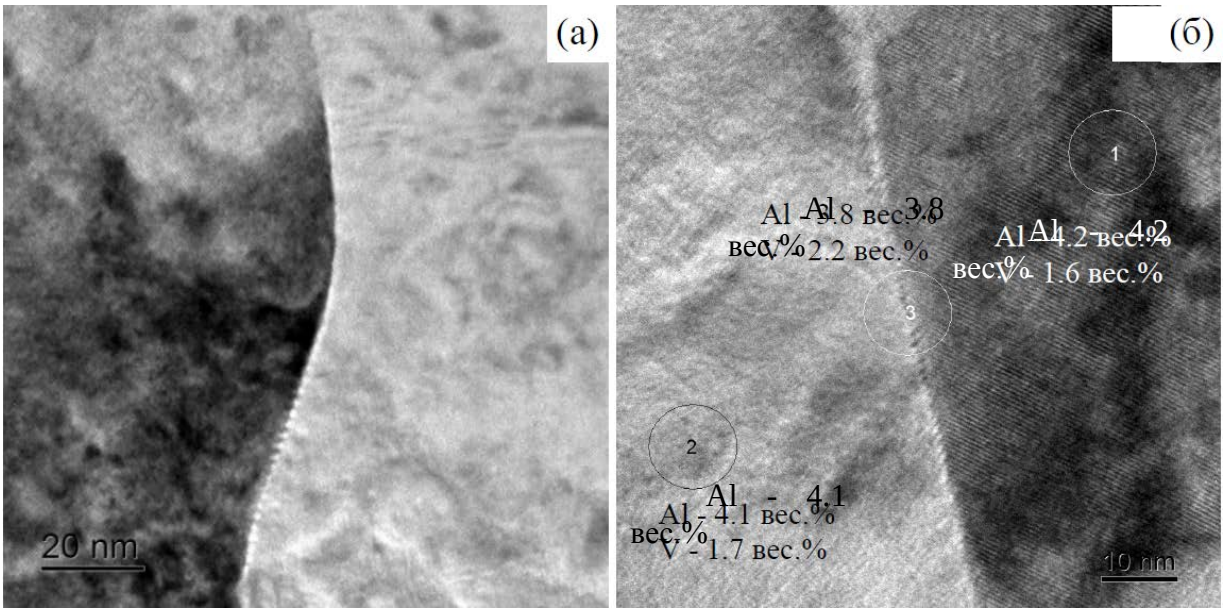


Рис. 2. Микроструктура СМК сплава ПТ3В в состоянии после РКУП (N = 4). Локальный энергодисперсионный анализ состава образцов СМК сплава ПТ3В.

При увеличении числа циклов РКУП до N = 4 наблюдается повышение предела макроупругости и предела текучести от 420 до 750 МПа и от 620 до 1020-1050 МПа, соответственно. Твердость СМК сплава ПТ3В после N = 4 циклов РКУП увеличивается от 1.9–2.0 до 3.5–3.6 ГПа. Важно отметить, что одновременно с высокой прочностью при комнатной температуре СМК сплав имеет и высокую пластичность δ_{max}=47.5–50%, величина которой более чем в 1.5 раза превосходит удлинение до разрушения для крупнокристаллического сплава δ_{max} = 28%. На изломах образцов СМК сплава после растяжения при комнатной температуре видны волокнистая зона, радиальная зона и зона среза. Характер излома можно классифицировать как преимущественно вязкий. Таким обра-

зом, формирование СМК структуры в сплаве ПТ3В позволяет реализовать эффект одновременного повышения прочности и пластичности при комнатной температуре.

Испытания на растяжение при повышенных температурах показывают, что с повышением температуры деформации от 873 до 1073 K в СМК сплаве наблюдается повышение пластичности от 225 до 475%. В крупнокристаллическом сплаве аналогичное повышение температуры деформации приводит к повышению пластичности от 85% до 220%. Изломы образцов имеют вязкий характер.

Испытание на горячую солевую коррозию сплава ПТ3В в исходном состоянии показывает, что глубина пораженного коррозией слоя после 500 ч испытаний при T=523 K составляет $L_{кор}$=500-600 мкм. Коррозия имеет межкристаллитный характер. Аналогичные испытания СМК сплава показывают, что характер процесса коррозии не изменяется, и она также преимущественно развивается по границам зерен. Однако, глубина прокорродировавшего слоя в СМК сплаве не превышает $L_{кор}$~100-150 мкм. Таким образом, результаты проведенных испытаний свидетельствуют о значительном увеличении коррозионной стойкости СМК сплава по сравнению с крупнокристаллическим материалом.

Наблюдаемое одновременное повышение коррозионной стойкости, прочности и пластичности может быть связано с диффузионно-контролируемым перераспределением атомном легирующих элементов (алюминия, ванадия) на границах зерен титанового сплава при РКУП. Во время РКУП, проходящего при повышенных температурах, наряду с формированием новых границ зерен, осуществляется диффузионное перераспределение атомов легирующих элементов от «старых» границ к «новым». Ванадий, концентрация которого на исходных границах крупнокристаллического сплава велика, «выравнивая концентрацию» диффундируют по границам на сформированные в процессе РКУП «чистые» границы зерен. При этом локальная концентрация атомов ванадия на границах, в силу заметного увеличения общей площади границ зерен становится ниже.

Отметим, что уменьшение концентрации легирующих элементов на границах зерен СМК сплава способствует более «легкому» «прохождению» решеточными дислокациями границ зерен, уменьшая интенсивность накопления дефектов на границах зерен и, как следствие, уменьшая интенсивность мощности стыковых дисклинаций, приводящих к образованию микротрещин на границах зерен. Это приводит к повышению пластичности СМК сплава.

В завершении обратимся к эффекту повышения стойкости СМК сплава к межкристаллитной коррозии. Здесь важно отметить, что «мощность» возникающих микрогальванических пар «граница зерна – кристаллическая решетка» зависит не от абсолютной концентрации легирующих элементов в границе зерна, а от градиента концентраций ΔC легирующих элементов в границе зерна (C_b) и в кристаллической решетке (C_v) сплава. В случае СМК сплава величина градиента концентрации алюминия ΔC_{Al} между границами зерен и кристаллической решетки находится в пределах экспериментальной ошибки. Величина градиента концентрации ванадия в СМК сплаве составляет ΔC_V~0.35 ат.%, что незначительно превышает величину среднеквадратичного отклонения (~0.2 ат.%).

В крупнокристаллическом сплаве величины ΔC_{Al} и ΔC_V для «чистых» границ составляют ~0.4ат.%, что незначительно превышает величину среднеквадратичного отклонения. В случае же границ зерен обогащенных алюминием и ванадием, градиенты концентраций ΔC_{Al} и ΔC_V составляют ~5.6 ат.% и ~12.9 ат.%, соответственно. Это означает, что «обогащенные» ванадием границы и являются «источником» межкристаллитной коррозии в крупнозернистом сплаве ПТ3В.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант №16-13-00066).

ИЗМЕНЕНИЕ АТОМНОЙ СТРУКТУРЫ И РЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ ТОНКИХ ПЛЕНОК W ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ РАСТЯЖЕНИЯ В СВЕРХВЫСОКОМ ВАКУУМЕ

Обидов Б.А., Князев С.А., Бутенко П.Н., Корсуков В.Е., Корсукова М.М.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия
vjacheslav.korsukov@mail.ioffe.ru

Трансформации атомной структуры и рельефа поверхности металлов при термическом и механическом воздействиях представляют интерес с точки зрения выяснения механизмов деформации и разрушения [1-3], гетерокатализа, создания новых наноматериалов [4-7] и других направлений фундаментальной и прикладной физики.

В работах [3, 4] изучались изменения атомной структуры и поверхностных рельефов тонкой платиновой фольги в процессах рекристаллизации и одноосного растяжения в сверхвысоком вакууме (СВВ). Полученные результаты использовались для детализации механизмов пластической деформации и зарождения разрушения металлов с ГЦК решеткой, а также направленной модификации поверхностной морфологии для решения конкретных задач наноэлектроники и оптической спектроскопии. Металлы с ОЦК решеткой, например, молибден и вольфрам имеют другой тип дислокационных структур и, соответственно, другие механизмы деформации и разрушения, а также иные каталитические свойства поверхности [7,8].

Несомненный интерес представляет изучение трансформации атомной структуры и поверхностных рельефов фольги из W при температурных и механических воздействиях, который также имеет ОЦК решетку, но обладает рядом особенностей по сравнению с Mo.

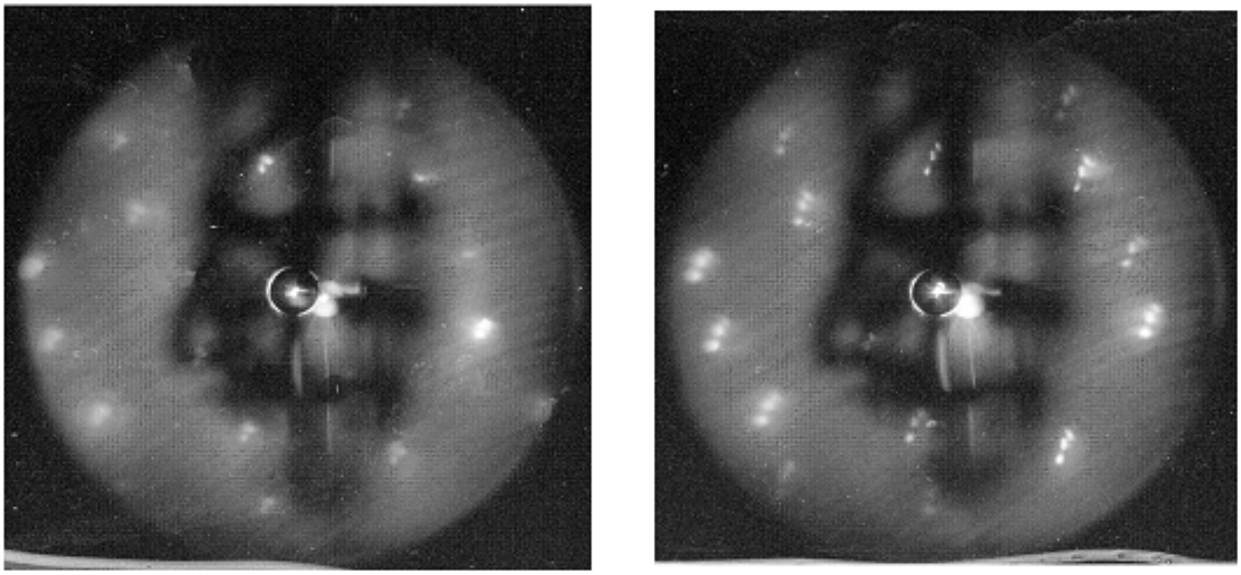
Целью настоящей работы является изучение морфологии (атомной структуры и рельефа) поверхности тонких фольг вольфрама, ее преобразования при одноосном растяжении в СВВ.

В качестве объекта исследования был выбран W, в виде тонких поликристаллических лент чистоты 99,9%. Были вырезаны образцы длиной 30mm, шириной 3 mm и толщиной ~ 0.02mm.

На первом этапе поверхность образцов чистилась обработкой в ацетоне и изопропиловом спирте с последующей сушкой в сухом азоте. После этого образцы помещались в установку для анализа атомной структуры и измерения химического состава поверхности, где производились рекристаллизация образцов и одноосное нагружение, вплоть до разрыва. На каждом этапе рекристаллизации и нагружения в СВВ производились измерения поверхности методами ДМЭ и ЭОС.

Образцы в установке крепилась на устройстве, которое позволяло нагревать образец до 2000 C^0 и одноосно растягивать. Все это устройство монтировалось на фланце кристаллодержателя, который имел 5 степеней свободы. Такое размещение нагружающего устройства позволило сохранить большинство степеней свободы манипулятора образца. Высокотемпературный прогрев образца осуществлялся пропусканием электрического тока через токовводы по полоске от регулируемого источника переменного напряжения, температура образца определялась с помощью пирометра. Напуск кислорода в дифракционную камеру осуществлялся через натекатель в динамическом режиме.

Процесс очистки и рекристаллизации образца состоял в серии циклов прогревов вольфрамовой полоски в вакууме и кислороде. Температура прогрева в СВВ варьировалась в пределах 1800–2000K, температура прогрева в атмосфере кислорода при парциальном давлении от 10^{-4} до 10^{-5} Pa, варьировалась от 1200 до 1500K. Варьировалось также и время прогрева от нескольких минут до нескольких часов.



a *b*

Рис.1. Картина ДМЭ от рекристаллизованной полоски вольфрама грани (112)

На рис. 1*a* и 1*b* приведена картина ДМЭ от поверхности образца, который находился на последней ступени рекристаллизации. Видны четкие расщепленные дифракционные рефлексы. Расшифровка картин дифракции произведенная по методу, предложенному в [9], показала, что на поверхность выходит грань (112) со структурой 1x1, характерной для чистой монокристаллической поверхности. Дополнительные эксперименты с использованием метода интегральных картин ДМЭ показали, что расщепление рефлексов на дифракционной картине свидетельствуют о наличии на поверхности систем трех блочных структур, разориентированных друг относительно друга на углы $\sim 3^0$. Суммарный анализ картин дифракции показывает что на конечных стадиях рекристаллизации происходил переход от мелкокристаллической структуры, не дававшей хороших дифракционных картин, к структурам, содержащим упорядоченные блоки размерами десятки и сотни нанометров. Необходимо отметить, что процесс рекристаллизации вольфрама отличается возникновением большого разнообразия структур с выходом на поверхность граней типа (100), (110), (211), разориентированных друг относительно друга, а также образованием фасеток, что обусловлено поликристаллическим строением исходных образцов со свойственным им неравномерным распределением примесей по поверхности.

Приложение растягивающих усилий при нагрузках ~800MPa вдоль направления прокатки вольфрамовой фольги приводит к самоорганизованной переориентации блочных структур в направлении [111].

Систему блочных структур демонстрирует рис.2c и 2d. Рис.2c показывает структуру вдали от места будущего разрыва (картины ДМЭ при этом практически совпадают с картинами от ненагруженного образца). Рис.2d показывает структуру вблизи от места будущего разрыва. Рис.2e показывает разорванный образец и места, от которых были получены картины ДМЭ (еще до разрыва образца). На рис. 2c и 2f показаны площадки когерентности, от которых происходит дифракция. Если разориентация блоков не превосходит 1-2 градусов, а их число при размере первичного электронного пучка ~ 0.5mm порядка 10^8, то при суммировании этих дифракций получаем приличную картину ДМЭ.

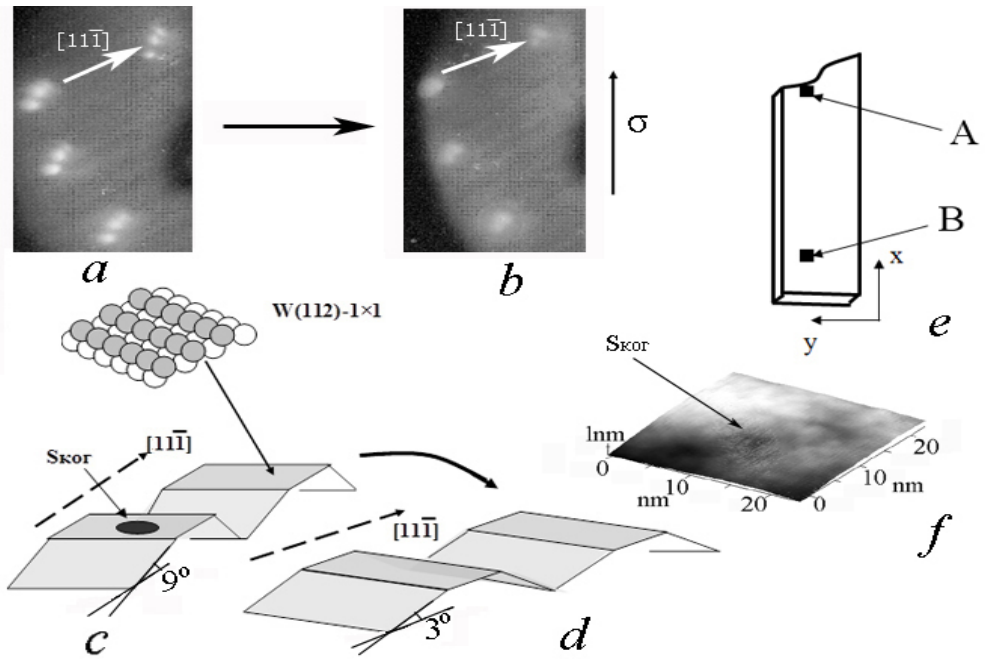


Рис.2. Схема разворота блочных структур (*c*) и (*d*), разорванный образец (*e*) и площадь когерентности (*f*)

Представленные выше результаты наглядно свидетельствуют о том, что структурные изменения на поверхности твердых тел в процессе механического, термического и адсорбционного воздействий отличаются большим разнообразием и происходят задолго до начала механического разрушения. Поскольку поверхность как межфазовая граница в первую очередь подвержена внешнему воздействию, а ее состояние может изменять прочность на порядки, то метод ДМЭ является одним из наиболее перспективных для создания физической картины процесса разрушения твердых тел.

Список литературы

1. Корсуков В.Е., Князев С.А., Лукьяненко А.С., Назаров Р.Р.// Зарождение разрушения в поверхностных слоях Ge и Si //ФТТ, т.38, №1, с.113 (1996).
2. Князев С.А., Корсуков В.Е. Дифракция медленных электронов на гофрированной поверхности// Письма в ЖТФ, №13, с.64 (1998).
3. Князев С.А., Корсуков В.Е. Структурные изменения на поверхности платины под воздействием механического растяжения. // ФТТ, 2005, т.47, вып.5, с.133-136.
4. Гиляров В.Л., Корсуков В.Е., Корсукова М.М., Щербаков И.П. Дифракция света на гофрированных поверхностях. //ФТТ, 2015, т.57, вып. 6, с. 152-157.
5. Бетехтин В.И., Гиляров В.Л., Кадомцев А.Г., Корсуков В.Е., Корсукова М.М., Обидов Б.А. Фрактализация рельефа поверхности аморфного сплава как признак разрыва. Известия РАН. Серия физическая, 2009, том 73, №10, с. 1506-1509.
6. Оура К., Лифшиц В.Г, Саранин А.А. и др. Введение в физику поверхности, М.: Наука, 2006, 490с.
7. Teeter G. and Erskine J.L. Surface roughness and LEED crystallography: Analysis of flat and vicinal W 110. Phys.Rev. B, V.60, №3, 15 JULY 1999-I
8. Корсуков В.Е., Князев С.А., Анкудинов А.В., Корсукова М.М., Обидов Б.А. Изменение атомной структуры и рельефа поверхности рекристаллизованных фольг Mo при их растяжении в сверхвысоком вакууме. Письма в ЖТФ, 2014, том 40, вып. 6, с. 35-41.
9. Зырянов Г.К., Князев С.А., Махнюк В.П. Интегральные картины ДМЭ от поверхности кристаллов //ЖТФ, т.45, с.666-668 (1975).

ИССЛЕДОВАНИЕ МОРФОЛОГИИ ПОВЕРХНОСТИ РАЗРУШЕНИЯ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ ПРИ КОМБИНИРОВАННОМ ДИНАМИЧЕСКОМ И ПОСЛЕДУЮЩЕМ ГИГАЦИКЛОВОМ НАГРУЖЕНИИ

Оборин В.А.[1], Бачурихин В.П.[2], Соковиков М.А.[1], Билалов Д.А.[1], Наймарк О.Б.[1]

[1]Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Россия
[2]Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Пермский государственный национальный исследовательский университет», Пермь, Россия
oborin@icmm.ru

В работе проведено исследование кинетики роста усталостных трещин в сплаве алюминия и магния АМг6 в режиме гигацикловой усталости при предварительном квазистатическом и динамическом деформировании. Актуальность постановки определяется важными приложениями – оценкой ресурса материалов и элементов конструкций авиационных газотурбинных двигателей в условиях полетного цикла при случайных динамических воздействиях.

Предварительное нагружение образцов из сплава алюминия и магния АМг6 осуществлялось квазистатическим растяжением на сервогидравлической испытательной машине Biss Bi-00-100 и динамическим растяжением на разрезном стержне Гопкинсона-Кольского при скоростях деформации до ~10^3 c^{-1}, после чего образцы подвергались циклической нагрузке при комнатной температуре с последующим изучением фрактографии изломов.

Усталостное нагружение проводилось на испытательной машине резонансного типа Shimadzu USF-2000 при уровнях напряжений 105–162 МПа, рис.1. Ультразвуковая испытательная машина позволяет испытывать материалы 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, на которых такое число циклов достигается за годы испытаний.

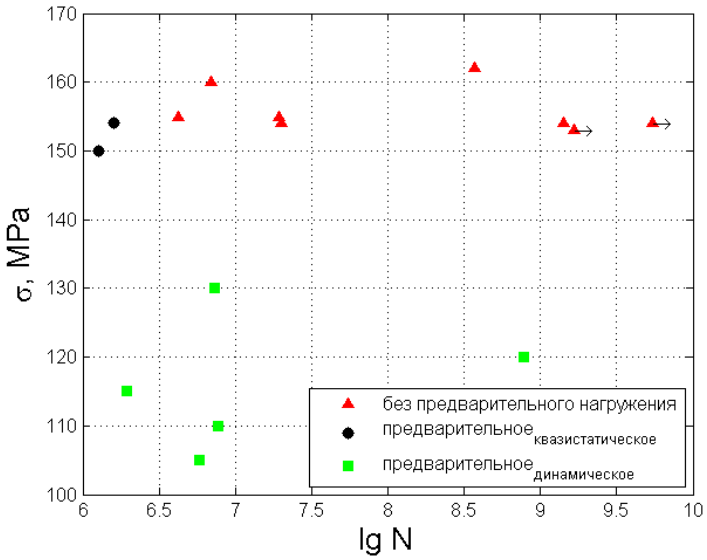


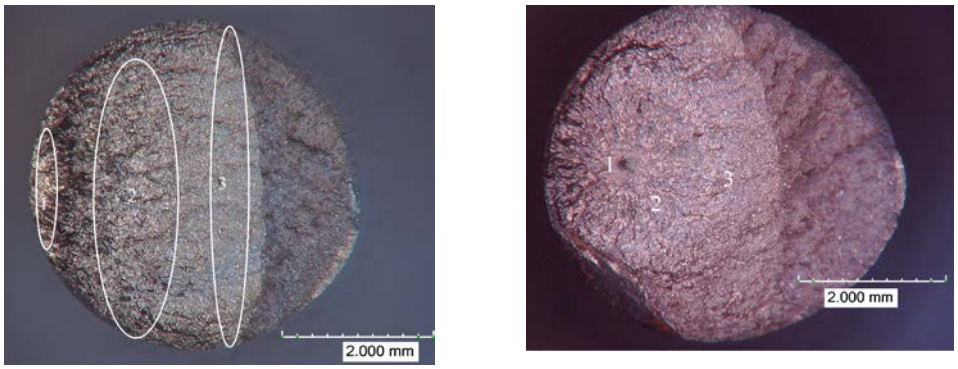
Рис. 1. Зависимость амплитуды напряжений от *N* — числа циклов до разрушения.

Поверхностный рельеф разрушенных образцов регистрировался с помощью сканирующего электронного микроскопа Hitachi S-3400n и интерферометра-профилометра высокого разрешения New-View 5010 (при увеличении x2000) с последующим вычисле-

нием пространственных инвариантов (показателя Хёрста) для оценки коррелированного поведения многомасштабных дефектных структур, с которыми связывалось распространение трещины.

При усталостных испытаниях наблюдались два типа разрушения образцов. Первый, когда образцы разрушались непосредственно во время эксперимента. Второй, когда образцы, обладающие явными признаками разрушения (сильное изменение резонансной частоты испытаний, выход усталостной трещины на поверхность), уже были не способны продолжать выдерживать усталостную нагрузку на резонансной частоте. Поверхность разрушения образцов первого и второго типа «вскрывалась» охлаждением образцов жидким азотом и последующим доломом.

При нагружении цилиндрических образцов за число циклов, соответствующих многоцикловой усталости (10^6–10^7), трещина росла с поверхности образца (рис. 2*a*). При разрушении на базе 10^8 циклов и более трещина образовывалась внутри образца, и на поверхности разрушения наблюдалась характерная для такого режима усталости область излома – «рыбий глаз» («fish-eye»), в центре которой находится очаг разрушения, окруженный областью с фрагментированной (субмикрокристаллической) структурой (светлая область 1), рис. 2*b*.



a *b*

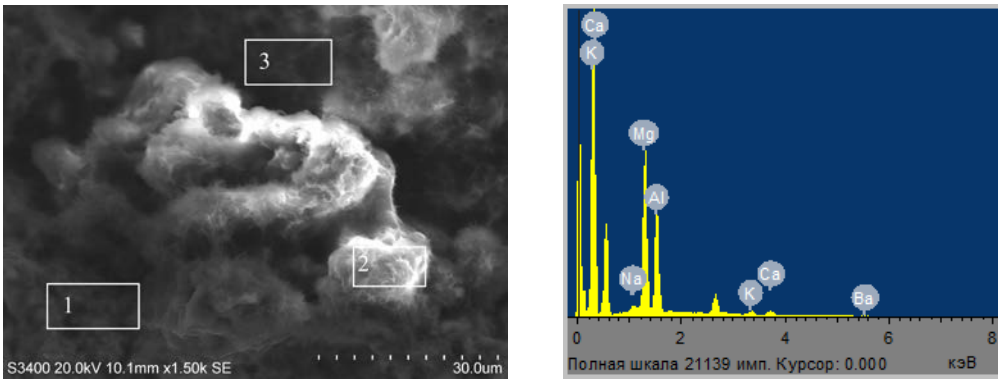
Рис. 2. Характерный рельеф поверхности зоны усталостного разрушения:
(*a*) при многоцикловой усталости, (*b*) при гигацикловой усталости

Области сканирования распределялись по зоне роста усталостной трещины (рис. 2*a*) и анализировались одномерные образы-срезы рельефа поверхности в радиальном направлении по отношению к границе раздела между зонами 1 и 3. Около 12 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.

Для определения минимального (критического) масштаба, соответствующему установлению длинно-корреляционных взаимодействий в ансамблях дефектов, использовался метод определения показателя Херста [1–2].

Сравнение скейлинговых характеристик образцов, нагруженных в условиях много- и гигацикловой усталости, позволило установить существенное уменьшение диапазона пространственных масштабов (0,5–10,9 мкм), на которых показатель Хёрста остается постоянным для динамически нагруженных образцов в зоне «fish-eye».

Химический состав сплава АМг6 определялся с помощью сканирующего электронного микроскопа Hitachi S-3400n по спектру излучения отраженных электронов с помощью модуля INCA (рис. 3*b*). По данным сканирующей электронной микроскопии распределение элементов по сплаву не равномерно.



a *b*

Рис. 3. *a*) Увеличенный фрагмент «fish-eye» и *b*) суммарный спектр отраженных электронов в области 2, полученный на электронном сканирующем микроскопе Hitachi S-3400n

Исследовался спектр излучения в трех областях. Было обнаружено, что в центре «fish-eye», в области 2 содержание Al и Mg 49% и 42% соответственно. В области 1 рядом с «fish-eye» Al и Mg 91% и 6% как и положено для сплава АМг6. В области 3 на дне «fish-eye» Al и Mg 72% и 24%. В работах А.А. Шанявского [3] показано что имеет место диффузионный механизм зарождения трещины, так называемый эффект Горского суть которого заключается в том, что в неоднородном поле механического напряжения в кристалле, представляющего собой твердый раствор замещения, на ионы примеси Mg действует сила, пропорциональная разности объемов примесного атома и атома решетки. В этом случае имеющие больший радиус атомы Al перемещаются в область растяжения кристалла, а атомы с меньшим радиусом Mg – в область сжатия.

Заключение

Сравнительный анализ масштабных инвариантов в зоне «fish-eye» для образцов, нагруженных в условиях много- и гигацикловой усталости, позволил установить существенное уменьшение диапазона пространственных масштабов, на которых показатель Хёрста остается постоянным для динамически нагруженных образцов. Этот результат подтверждает наше предположение о связи характеристических масштабов [4], определяющих многомасштабное коррелированное поведение ансамблей дефектов, с механизмами зарождения и распространения усталостных трещин.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №16-48-590534 р_а, 15-08-08921, 16-41-590892 р_а, 14-01-00842).

Список литературы

1. Bouchaud E. Scaling properties of cracks // J. Phys. Condens. Matter. – 1997. – 9. –P. 4319– 4344.
2. Оборин В.А., Банников М.В., Баяндин Ю.В., Соковиков М.А., Билалов Д.А., Наймарк О.Б. Фрактальный анализ поверхности разрушения сплава АМг6 при усталостном и динамическом нагружении // Вестник ПНИПУ. Механика. – 2015. – № 2. – С. 116–126.
3. Shanyavskiy A.A. Mechanisms and modeling of subsurface fatigue cracking in metals. Engineering Fracture Mechanics 110 (2013) 350–363.
4. Оборин В.А., Банников М.В., Наймарк О.Б., Palin-Luc T. Масштабная инвариантность роста усталостной трещины при гигацикловом режиме нагружения // Письма в журнал технической физики. – 2010. – том 36. – вып. 22. – С. 76-82.

САМОЭКРАНИРОВАННЫЕ ДИСКЛИНАЦИОННЫЕ АНСАМБЛИ В ПЕНТАГОНАЛЬНЫХ МИКРОКРИСТАЛЛАХ И ДВУМЕРНЫХ УГЛЕРОДНЫХ СТРУКТУРАХ

Ясников И.С.[1)], Колесникова А.Л.[2, 3)], Романов А.Е.[1, 2, 4)]

[1)] Тольяттинский государственный университет, Тольятти, Россия;
[2)] Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики (Университет ИТМО), Санкт-Петербург, Россия;
[3)] Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург, Россия;
[4)] Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия.
yasnikov@phystech.edu

В настоящей работе рассматриваются самоэкранированные дисклинационные ансамбли (СДА), которые могут являться структурообразующими элементами релаксационных модификаций микрокристаллов с пентагональной симметрией и двумерных углеродных структур. Наиболее общим случаем СДА является конфигурация, содержащая центральную дисклинацию мощностью Ω, лежащую на оси упругого изотропного цилиндра радиуса R и N "компенсирующих" дисклинаций противоположного знака и равной мощности $\omega_m = -\omega;\ m = 1...N$, кото-рые расположены на периферии по окружности радиуса $r < R$ так, что угол β между радиальными направлениями соседних дисклинаций равен $2\pi/N$ (рис. 1).

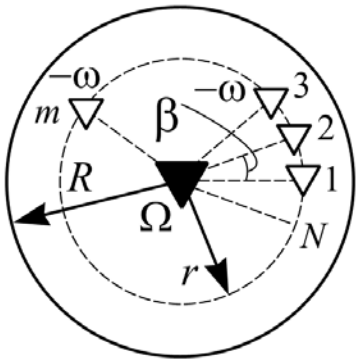


Рис. 1. Общий вид СДА

Введение "компенсирующих" дисклинаций по отношению к первоначальному состоянию системы, содержащей только центральную дисклинацию, способно понизить упругую энергию системы, причем её относительное изменение определяется формулой:

$$\frac{\Delta W}{W_{in}} = \xi^4 - 4\xi^2 \ln \xi - 1 - \left(1-\xi^2\right)^2 \left[\frac{1}{N} \sum_{m=1}^{N-1} \Upsilon\left(\xi, m, N\right) \cdot \ln\left(1 + \frac{1}{\Upsilon\left(\xi, m, N\right)}\right) \right] \qquad (1)$$

где $\xi = r/R$, а функция $\Upsilon\left(\xi, m, N\right)$ определяется выражением:

$$\Upsilon\left(\xi, m, N\right) = \frac{4\xi^2 \sin^2 \dfrac{\pi m}{N}}{\left(1-\xi^2\right)^2} \qquad (2)$$

СДА при $N = 2$ описывает два дисклинационных диполя, а при N = 3 - тройные стыки границ зёрен в объёмных наноматериалах. Случай N = 5 соответствует одному из каналов релаксации упругой энергии в пентагональных малых частицах, связанному с

образованием на их периферии областей с отсутствием двойниковых границ и рассматривался нами в [1, 2].

Факт понижения упругой энергии в СДА имеет интересное следствие применительно к двумерным кристаллическим пленкам – графенам. Оно состоит в том, что СДА могут быть и формфактором двумерных углеродных структур типа графенов [3]. Для обоснования этого предложения мы рассмотрели графитовый монослой, в котором каждый атом углерода связан ковалентными связями с тремя соседями и при этом атомы образуют шестизвенную сетку (графен). Процедура получения пяти- и семизвенных колец в такой сетке путем удаления или введения в монослой сектора углом раствора $\omega = \pi/3$ достаточно подробно описана в работе [4]. Соответственно, введение пятизвенного кольца в шестизвенную сетку эквивалентно введению положительной дисклинации мощностью $\pi/3$, а введение семизвенного кольца в шестизвенную сетку эквивалентно введению отрицательной дисклинации мощностью $-\pi/3$ (рис. 2 *а*).

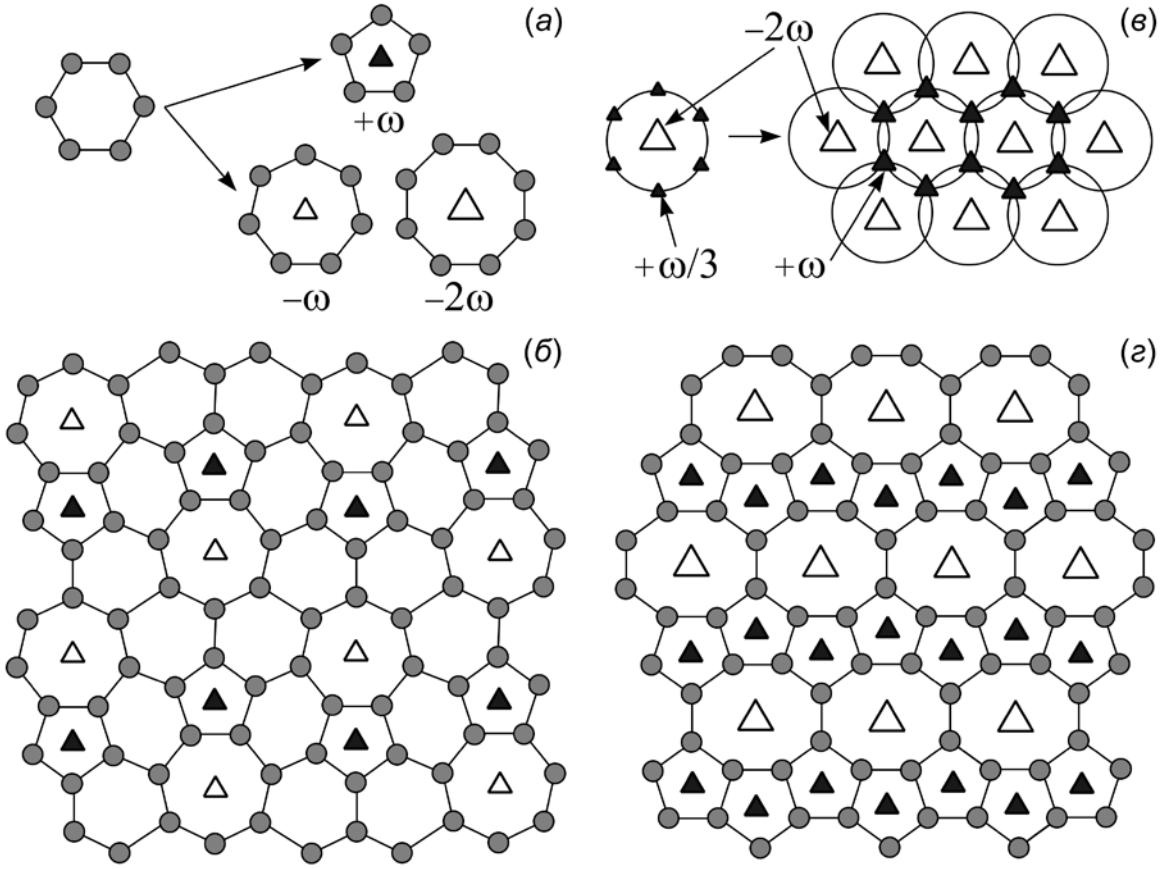


Рис. 2. СДА в двумерных углеродных пленках: *а*) образование положительных и отрицательных дисклинаций в углеродных кольцах; *б*) фаграфен как регулярная структура дисклинационных диполей с экранированным упругих полей; *в*) подход к реализации регулярной структуры на основе СДА; *г*) регулярная структура на основе пяти- и восьмизвенных углеродных колец как регулярная структура на основе СДА

Наличие одиночной дисклинации в материале приводит к чрезвычайно высокой плотности упругой энергии $W \sim G\omega^2$, где G - характерный упругий модуль материала. Однако, как в трехмерном, так и в двумерном кристалле упругая энергия может быть понижена за счет введения дополнительных экранирующих дефектов, например, дисклинаций противоположного знака. В отсутствии экранирующих дефектов пленка с дисклинацией понижает упругую энергию только путем изменения своей кривизны и из плоской становится конической. Поскольку справедливо следующее соотношение [4]:

$$\sum_{\alpha=1}^{N} \omega_\alpha = 2\pi\chi \qquad (3)$$

где ω_α – мощность α-ой дисклинации, N – их число, а χ – эйлерова характеристика кривизны поверхности ($\chi = 0$ для топологического тора, $\chi = 2$ для сферы), то в этом случае если в графитовом монослое попарно и равномерно распределены пяти- и семизвенные кольца, то монослой сохранит свою кривизну. В частности, «родственник» графена – фаграфен является продуктом введения в бездефектную шестизвенную сетку графена пар пяти- и семизвенных колец (рис. 2*б*) и с точки зрения теории дефектов представляет собой сетку дисклинационных диполей в графене. То обстоятельство, что введение экранирующих дисклинаций в систему с дисклинацией, существенно понижает ее упругую энергию открывает подход к прогнозированию новых двумерных углеродных структур, в которых так же, как и в фаграфене основным структурным элементом будут СДА.

Например, СДА, представленная на рис. 2 *в* является экранированной, так как в центре расположена отрицательная дисклинация мощностью -2ω, а на периферии по окружности расположены 6 положительные дисклинаций мощностью $+\omega/3$ каждая. Из этой СДА, как из структурной единиц составим периодическую двумерную сетку (рис. 2 в, справа). Принимая $\omega = \pi/3$ и заменяя положительные дисклинации мощностью $+\omega$ пятизвенными углеродными кольцами, а отрицательные дисклинации мощностью -2ω восьмизвенными углеродными кольцами, мы получаем новую регулярную двумерную углеродную структуру (рис. 2 г), которая содержит в своем составе дефекты дисклинационного типа, но при этом не содержит искаженных шестизвенных колец, как фаграфен. В новой структуре, представленной на рис. 2 г, каждый атом углерода связан ковалентными связями с тремя соседями как в графене и в фаграфене, а значит, существование такой структуры не противоречит понятию о химических связях.

Итогом проведенного исследования является следующий вывод: «Дисклинационный подход не только успешно применим для описания двумерных углеродных структур, но и позволяет прогнозировать новые структуры с учетом минимизации латентной энергии при введении дефектов в изначально бездефектную углеродную пленку».

А.Л.К. благодарит за поддержку Российский фонд фундаментальных исследований (грант № 15-01-05903); А.Е.Р. благодарит за поддержку Министерство образования и науки Российской Федерации (договор № 14.B25.31.0011 по постановлению № 220 Правительства РФ).

Список литературы

1. I.S. Yasnikov, A.L. Kolesnikova, A.E. Romanov Multi-disclination description of pentagonal particles with subsurface layer free of twin boundaries // Philosophical Magazine Letters. – 2015. - vol. 95, No 9. - P. 450 - 457.
2. И.С. Ясников Образование областей с отсутствием двойниковых границ на периферии пентагональных малых частиц электролитического происхождения // Письма в Журнал технической физики - 2014. - том 40, вып. 10. - С. 9 – 14.
3. И.С. Ясников, А.Л. Колесникова, А.Е. Романов. Мультидисклинационные конфигурации в пентагональных микрокристаллах и двумерных углеродных структурах // Физика твёрдого тела - 2016. - том 58, вып. 6. - С. 1147 – 1152.
4. А.Л. Колесникова, А.Е. Романов. О дисклинационном подходе при описании структуры фуллеренов // Физика твёрдого тела - 1998. - том 40, вып. 6. - С. 1178 – 1180.

МИКРОСТРУКТУРА, УПРУГИЕ И НЕУПРУГИЕ СВОЙСТВА БИОМОРФНЫХ УГЛЕРОДОВ, КАРБОНИЗИРОВАННЫХ В ПРИСУТСТВИИ Fe-КАТАЛИЗАТОРА

Орлова Т.С.[1,2], Кардашев Б.К.[1], Смирнов Б.И.[1], Gutierrez-Pardo A.[3], Ramirez-Rico J.[3]

[1]*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*
[2]*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия*
[3]*Dpto Fisica de la Materia Condensada–ICMS, Universidad de Sevilla, Sevilla, Spain*
orlova.t@mail.ioffe.ru

В последнее время особый интерес вызывают графитизированные биоуглеродные матрицы, получаемые путем карбонизации натурального дерева в присутствии катализаторов переходных металлов. Дополнительно к природной макропористости, присущей натуральному дереву, использование таких катализаторов может приводить к введению мезопористости, обеспечивающей значительное увеличение площади свободной поверхности [1], а введение графитовой фазы значительно повышать тепло- и электропроводность биоуглеродов [2]. Поэтому получение и исследование свойств графитизированных биоуглеродных матриц представляет большой практический интерес как для потенциального использования их в качестве электродов для суперконденсаторов, так и для создания на их основе новых композитов С-метал.

В настоящей работе исследованы микроструктурные характеристики и амплитудные зависимости модуля Юнга E и внутреннего трения (логарифмического декремента δ) биоуглеродных матриц, полученных карбонизацией дерева бука при температурах T_{carb}=850−1600 ^{o}C с использованием катализатора: на основе Fe (bioC(Fe) система). После карбонизации оставшиеся частицы металлической фазы Fe удалялись из образцов химическим путем. Структура карбонизированных образцов исследовалась методами рентгеновской дифрактометрии и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ, Philips CM-200). Образцы для акустических исследований представляли собой стержни с размерами 4x4x20 мм, ориентированные вдоль ростовых волокон исходного дерева. С помощью метода составного вибратора в образцах возбуждались продольные резонансные колебания на частоте около 100 kHz. Измерялись модуль Юнга E и декремент ультразвуковых колебаний δ в зависимости от амплитуды акустических колебаний ε, которая изменялась в пределах от ~10^{-7} до 2×10^{-4}.

Рентгеноструктурный анализа показал, что в образцах bioC(Fe) при $T_{carb}\geq$1000 ^{o}C возникает объемная графитовая фаза, использование Fe-катализатора при T_{carb}<1000 ^{o}C не приводило к графитизации. Методом просвечивающей электронной микроскопии было показано, что графитовая фаза (G-фаза) образуется путем наслоения турбостатического графита (или слоев графена) вокруг частиц Fe. После последующего устранения химическим путем Fe, G-фаза представляет собой полые наноразмерные сфероподобные образования с толщиной стенок, не превышающей 200 нм даже при T_{carb}=1600 ^{o}C (рис. 1). Объемная доля G-фазы и размер графитовых образований увеличиваются с повышением T_{carb}.

Макропористость биоуглерода bioC(Fe) практически не изменилась по сравнению с биоуглеродами, карбонизованными из древесины бука в тех же условиях только без катализатора. Однако использование Fe-катализатора привело к введению дополнительной мезо- и микро-пористости, объемная доля которых, средний размер пор, а также площадь свободной поверхности, образовавшейся за счет введенной мезопористости, были определены ранее в [1] методом БЭТ (метод Брюнера−Эммета−Теллера) на основе

изотерм адсорбции азота с использованием анализатора Micromeritics ASAP 2420 (таблица).

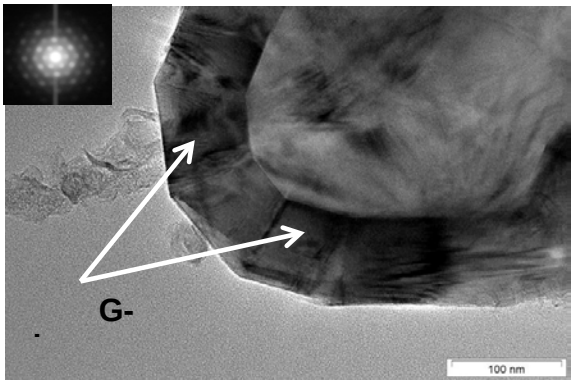


Рис. 1. ПЭМ изображение биоуглерода, карбонизированного при T_{carb} = 1600 °C в присутствии Fe-катализатора. Стрелками показана графитовая фаза (G-фаза). На вставке: селективная электронная дифракция от G-фазы

На рис. 2*a* показаны зависимости модуля *E,* а на рис. 2*b* – декремента δ, измеренные в вакууме после откачки воздуха, от температуры карбонизации для биоуглеродных матриц bioC(Fe), полученных карбонизацией бука в присутствии Fe-содержащего катализатора (кривые 1). Там же для сравнения приведены зависимости $E(T_{carb})$ и $\delta(T_{carb})$ для биоуглеродных матриц бука, карбонизованных в тех же самых условиях только с Ni- катализатором (bioC(Ni) система, кривые 2) [3] и вообще без катализатора (bioC система, кривые 3) [4]. У образцов bioC быстрое изменение E и δ с температурой карбонизации в интервале T_{carb} < 1000 °C связывается с ростом доли нанокристаллической фазы (N-фазы) в аморфной матрице, в то время как при T_{carb} > 1000 °C упругие свойства определяются уже практически сформировавшейся нанокристаллической фазой [4]. Следует отметить, что в этой же области температур T_{carb} = 900–1000 °C у образцов bioC также изменяется характер тепло- и электропроводности.

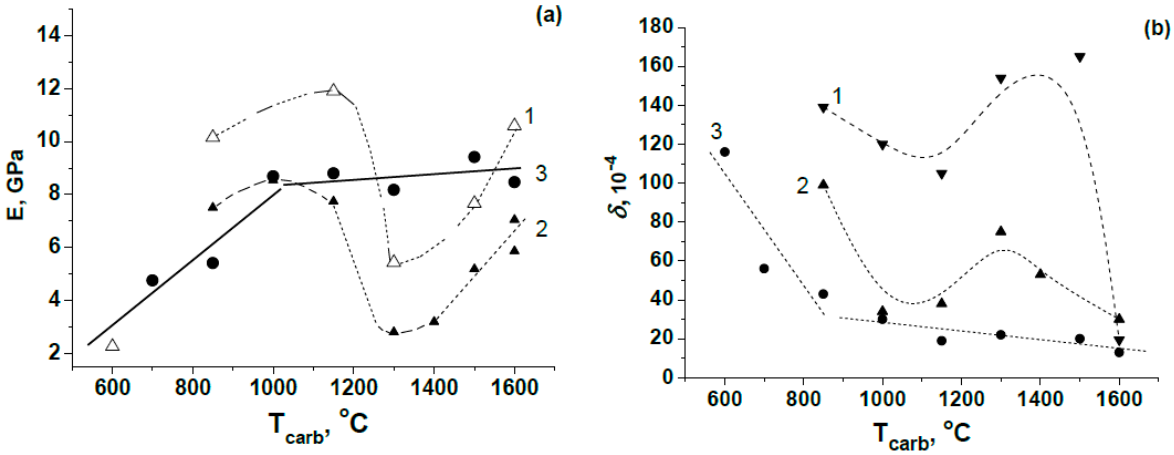


Рис. 2. Зависимости модуля Юнга E (*a*) и декремента δ (*b*) для биоморфных углеродных образцов от температуры их карбонизации T_{carb}. 1 – серия образцов bioC(Fe) [данная работа], 2 – образцы bioC(Ni) [3], 3 – образцы bioC [4].

Примечательно, что зависимости $E(T_{carb})$ подобны для серии образцов bioC(Fe) и bioC(Ni), демонстрируя провал (резкое уменьшение величины E) в интервале $1150<T_{carb}\leq1300$ °C, при этом во всем исследованном интервале T_{carb} величины модуля Юнга в 1.5–2 раза выше у системы bioC(Fe) по сравнению с системой bioC(Ni). Обнаруженное поведение $E(T_{carb})$ и $\delta(T_{carb})$ для карбонизированных в присутствии катализатора биоуглеродов коррелирует с эволюцией их микроструктуры: E увеличивается, а δ уменьшается с увеличением T_{carb} в интервалах T_{carb}<1150 °C и T_{carb}>1300 °C, что связывается с формированием в аморфной матрице нанокристаллической фазы в первом и графитовой фазы во втором случае. В интервале $1150<T_{carb}<1300$ °C происходит уменьше-

ние E и рост δ, что, наиболее вероятно, свидетельствует о подавлении формирования нанокристаллической фазы образующейся фазой графита. Повышение значений E у системы bioC(Fe) по сравнению с образцами bioC(Ni), по-видимому, связано с тем, что катализатор на основе Fe более эффективен для введения графитовой фазы при $T_{carb} \geq 1000\ ^oC$, а также способствует увеличению доли нанокристаллической фазы в интервале $T_{carb} < 1000\ ^oC$.

Таблица. Характеристики нанопористости биоуглерода bioC(Fe), определенные по методу БЭТ [1]

T_{carb}, °C	Площадь поверхности пор, м^2/г	Средний размер поры, нм	Объем пор, см^3/г
1000	370	2.6	0.24
1300	217	3.6	0.21
1600	167	3.6	0.15

Следует отметить, что в области T_{carb}>1300 °C уже появляется микропластическое течение (рис. 3), что, несомненно, связано с формированием значительного объема графитовой фазы с кристаллитами с размерами 100–200 нм. Однако величина условного предела текучести (σ_y при $\varepsilon = 10^{-8}$) значительно ниже при T_{carb}=1300 °C, чем при T_{carb} = 1600 °C, несмотря на то, что в последнем случае объем G-фазы и размер графитовых частиц значительно больше, чем при T_{carb} = 1300 °C. По-видимому, более развитая свободная поверхность у образцов с T_{carb} = 1300 °C по сравнению с образцами с большей T_{carb} (таблица) способствует облегчению зарождения микропластического течения, по крайней мере, на уровне деформации $\varepsilon = 10^{-8}$.

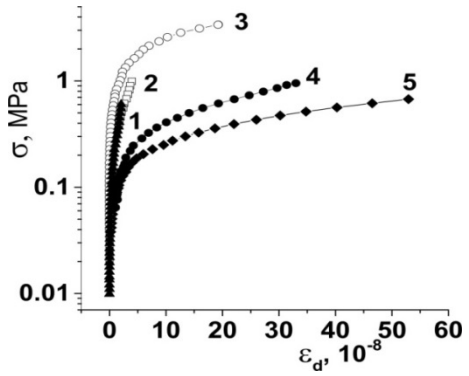


Рис. 3. Кривые напряжение − микропластическая деформация, полученные по данным акустических измерений в вакууме на образцах bioC(Fe), карбонизированных в присутствии Fe-катализатора. T_{carb}, ◦C: 1 – 850, 2 – 1150, 3 – 1300, 4 – 1500, 5 – 1600

Таким образом, использование катализатора на основе Fe при карбонизации биоуглеродов на основе бука приводит при T_{carb}≥1000 °C к формированию графитовой фазы (до 60% при T_{carb}=1600 °C) с субмикронным размером (до 200 нм) графитовых образований. Это обеспечивает увеличение модуля E у этих образцов в 1.5-2 раза во всем исследованном интервале T_{carb} от 800 до 1600 °C по сравнению с образцами, полученными с Ni-катализатором.

Настоящая работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 14-03-00496-а) и Программы Президиума РАН (проект П-20).

Список литературы

1. A. Gutierrez-Pardo, J. Ramirez-Rico, R. Cabezas-Rodriguez, J. Martinez-Fernandez. J. Power Sources **278**, 18 (2015).
2. Т.С. Орлова, Л.С. Парфеньева, Б.И. Смирнов, A. Gutierrez-Pardo , J. Ramirez-Rico. ФТТ **58**, 200 (2016).
3. Т.С. Орлова, Б.К. Кардашев, Б.И. Смирнов, A. Gutierrez-Pardo, J. Ramirez-Rico,
4. J. Martinez-Fernandez. ФТТ **57**, 571 (2015).
5. Б.К. Кардашев, Т.С. Орлова, Б.И. Смирнов, A. Gutierrez-Pardo, J. Ramirez-Rico. ФТТ **55**, 1884 (2013).

СТРУКТУРНЫЙ АСПЕКТ УПРОЧНЕНИЯ ВОЛОКОН ИЗ СВЕРХВЫСОКОМОЛЕКУЛЯРНОГО ПОЛИЭТИЛЕНА

Пахомов П.М.[1], Хижняк С.Д.[1], Межеумов И.Н.[1], Чмель А.Е.[2], Галицын В.П.[3]

[1]Тверской государственный университет, Россия
[2]Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, Россия
[3]НИИ синтетического волокна, г. Тверь, Россия
pavel.pakhomov@mail.ru

Создание высокопрочных волокон из гибкоцепных полимеров, имеющих механические характеристики близкие к теоретически возможным значениям, является важнейшей проблемой физики, химии и технологии полимеров. В конце 70-х годов XX века голландскими учеными А. Пеннингсом, П. Смитом и П. Лемстрой был разработан метод гель-формования для получения высокопрочных волокон из сверхвысокомолекулярного полиэтилена (СВМПЭ). С помощью этого метода удалось создать волокна с рекордными значениями прочности (до 3 ГПа), превышающими на порядок механические характеристики волокон, получаемых из гибкоцепных полимеров в промышленности [1-3]. В лабораторных условиях с помощью метода гель-формования были достигнуты еще более высокие упруго-прочностные показатели, а по удельному показателю волокна из СВМПЭ имеют наивысшие значения, по сравнению с другими полимерами. Однако достигнутые значения прочности у волокон из СВМПЭ составляют не более 10% от теоретического значения, и имеется возможность для значительного повышения этого показателя. Следует отметить, что дальнейшее повышение прочности волокон СВМПЭ возможно только за счет комплексного изучения и, на основе этого, целенаправленного формирования структуры геля и промежуточных продуктов на всех стадиях технологического процесса.

Целью настоящей работы является комплексное изучение строения волокон из СВМПЭ на основных технологических стадиях их получения: от исходного геля до конечного высокоориентированного состояния и установление корреляции между структурными изменениями и механическими свойствами.

Однако очевидным недостатком метода гель-формования является использование экологически не безопасных растворителей и необходимость их регенерации, что существенно удорожает стоимость готовой продукции [3]. Поэтому в последнее время внимание исследователей и технологов обращено на развитие альтернативного непрерывного способа получения высокопрочных нитей из реакторных порошков (РП) СВМПЭ по безрастворному методу или методу твердофазного формования [3,4]. Основными проблемами рассматриваемого метода являются поиск оптимальной морфологии РП СВМПЭ и оптимальных условий проведения основных стадий технологического процесса: компактизации и монолитизации РП и последующей ориентационной вытяжки монолитных пленок [5-7]. Первая стадия – это компактизация, позволяющая обеспечить лучший контакт между частицами РП в таблетке и удалить между ними воздух [7]. Вторая стадия – это монолитизация, при которой компактную таблетку спекают, то есть подвергают отжигу под давлением для создания монолитной пленки, способной к дальнейшей ориентационной вытяжке [6,7]. Поэтому еще одной задачей работы являлось определение оптимальных условий (давление, температура и время) для проведения компактизации и монолитизации РП СВМПЭ, а в дальнейшем, и ориентационного вытягивания монолитных пленок.

В качестве объекта исследования использовали РП СВМПЭ с молекулярной массой $(1.7\text{-}14.2)\cdot10^6$, синтезированные в Институте катализа им. Г.К. Борескова СО РАН с помощью титан-магниевого катализатора. Растворы и гели СВМПЭ с концентрацией

полимера до 5% готовили, используя в качестве растворителя вазелиновое масло, декалин и п-ксилол. Образцы волокон получали методом гель-формования на опытно-промышленной установке из прядильного раствора полимера в вазелиновом масле с концентрацией 3%. Нить, состоящую из 240 филаментов, подвергали ориентационному вытягиванию в среде растворителя, сначала при 70, а затем при 125 ^{0}C вплоть до кратности λ=30. Далее отмытую от растворителя с помощью гексана нить подвергали дополнительной ориентационной вытяжке на воздухе при температуре 145 ^{0}C. Компактизацию и монолитизацию РП СВМПЭ осуществляли в специально созданной пресс-форме с диаметром пуансона 30 мм.

Механические испытания волокон осуществляли на разрывной машине INSTRON-1122 в стандартных условиях. Рентгеноструктурный анализ под большими углами проводили на дифрактометре STADI P STOE and CIE, а под малыми углами на установке с вращающимся анодом фирмы «Rigaku». ИК спектры гелей, ксерогелей и волокон СВМПЭ записывали на Фурье-ИК спектрометре EQUINOX 55. При получении ИК спектров волокон использовали поляризованное излучение. Спектры комбинационного рассеяния (КР) образцов в области продольной акустической моды (ПАМ) получали на Раман-спектрометре DILOR XY800 с тройным монохроматором. Морфологию ксерогелей, пленок и волокон исследовали с помощью сканирующего электронного микроскопа «JEOL 6300 LV».

ИК спектры гелей СВМПЭ демонстрируют наличие кристаллической фазы (дублет 720/730 см$^{-1}$), а их температурные испытания гелей свидетельствую о том, что они являются термообратимыми [8]. Переход раствора в состояние геля также сопровождался существенным возрастанием вязкости системы, что может свидетельствовать о формировании сплошной пространственной полимерной сетки, узлами которой являются кристаллические области (микрокристаллиты) [9].

Изучение гелей СВМПЭ методом спектроскопии КР в области ПАМ и ДСК показало [9-12], что узлы пространственной сетки в геле образованы кристаллитами на складчатых цепях (ламелярные микрокристаллиты). В соответствии с нашими спектроскопическими и рентгеноструктурными исследованиями [13] продольные размеры кристаллических узлов (~5 нм) были меньше, чем поперечные, которые составляли ~20 нм. Таким образом, полученные данные соответствуют модели Келлера [14] для термообратимых полимерных гелей.

Анализ поведения механических характеристик полифиламентной нити при ориентационном вытягивании показал, что волокна растягиваются до высоких значений кратности (~80), а прочность и модуль упругости достигают очень высоких значений (~4 и ~150 ГПа, соответственно) [15-17]. Изучение морфологии вытягиваемой нити показало, что на начальном этапе микрофибриллы в волокне имеют много поперечных связей, а на конечном этапе микрофибриллы ориентированы друг относительно друга и имеют гладкую поверхность [3,18].

С помощью рентгеноструктурных исследований под малыми углами установлено [3,19], что на начальных этапах вытягивания идет формирование микрофибриллярной структуры (рост экваториального рассеяния), а для образца с λ=15 отчетливо проявлялось меридиональное рассеяние, свидетельствующее о проявлении большого периода, то есть чередовании кристаллических и аморфных областей внутри микрофибриллы. При больших кратностях λ меридиональный рефлекс исчезал, что объяснено выравниванием плотностей аморфных и кристаллических областей внутри микрофибриллы.

Методом КР спектроскопии было показано [3,17,20], что при ориентационном вытягивании волокон появляются выпрямленные участки цепей, сравнимые по длине с большим периодом микрофибриллы, и число таких цепей с ростом λ увеличивается. Рост «кристаллической непрерывности» вдоль оси волокна обусловлен разворачиванием складок на поверхности ламелярного кристаллита, что неизбежно вызывает возрастание прочности волокна. В результате комплексных структурных исследований были опреде-

лены оптимальные условия формования и вытягивания волокна на всех стадиях технологического процесса, удалось получить полифиламентную нить СВМПЭ с прочностью 4 ГПа, что выше мировых показателей, и разработать отечественную гель-технологию [3].

Исследования твердофазного формования с целью получения высокопрочной пленочной нити из РП СВМПЭ показали [18,21,22], что процесс компактизации РП при комнатной температуре и давлении 136 МПа завершается в течение 15 мин, а оптимальная температура монолитизации лежит в области 135-140 ^{0}С. Получены первые данные по ориентационному вытягиванию монолитных пленок СВМПЭ. Работа продолжается.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках выполнения государственных работ в сфере научной деятельности (проект №4.1325.2014/К), государственного задания "Обеспечение проведения научных исследований" на базе ЦКП Тверского государственного университета.

Список литературы

1. Kalb B. and Pennings A.J. Polym. Bull. 1979. N1. P.871.
2. Smith P. And Lemstra P.J. Makromol. Chem. 1979. V.180. P.2983.
3. Пахомов П.М., Галицын В.П., Хижняк С.Д., Чмель А.Е. Высокопрочные и высокомодульные полимерные волокна. Тверь: ТвГУ. 2012. 327 с.
4. Joo Y.L., Zhou H. et.al. J.Appl.Polym.Sci. 2005. V.98. P.718.
5. Аулов В.А., Макаров С.В. и др. Высокомолек. соед. 2001. Т.43А. №10. С.1766.
6. Озерин А.Н., Иванчев С.С. и др. Высокомолек. соед. 2012. Т.54А. №12. С.1731.
7. Pakhomov P.M., Pogudkina A.A. et.al. Fibre Chemistry. 2014. V.46. N1. P.5.
8. Пахомов П.М., Ларионова Н.В., Алексеев В.Г. Высокомолек. соед. 1995. Т.37Б, N5. С.892.
9. Пахомов П.М.,, Чмель А.Е., Хижняк С.Д., Галицын В.П. Доклады АН. 2002. Т.386. №2. С.220.
10. Kober K., Khizhnyak S., Pakhomov P., Tshmel A. J. Appl. Polym. Sci. 1999. V.72. P.1795.
11. Pakhomov P., Khizhnyak S., Kober K., Tshmel A. Europ. Polym. J. 2001. V.37. P.623.
12. Pakhomov P.M., Khizhnyak S.D., Galitsyn V.P. et.al. J. Macromol. Sci.-Phys. 2002. V.B41. P.229.
13. Pakhomov P., Khizhnyak S., Reuter H., Tshmel A. J. Appl. Polym. Sci.2003. V.89. P.373.
14. Keller A. Faraday Discuss. Chem. Soc. 1996. V.101. P.1-50.
15. Pakhomov P., Khizhnyak S., Reuter H., .Galitsyn V., Tshmel A. Polymer. 2003. V.44. P. 4651.
16. Пахомов П.М.,, Хижняк С.Д., Голикова А.Ю. и др. Высокомолек. соед. 2005. Т.47А. №4. С.652.
17. Пахомов П.М., Голикова А.Ю., Хижняк С.Д. и др. Химические волокна. 2006. №3. С.21.
18. Пахомов П.М.,, Хижняк С.Д., Межеумов И.Н., Галицын В.П. Российский химический журнал. 2015. Т.59. №3. С.15.
19. Галицын В.П., Ро Е.А. и др. Химические волокна. 2011. №1. С.30.
20. Пахомов П.М., Галицын В.П. и др. Химические волокна. 2005. №5. С.6.
21. Пахомов П.М., Погудкина А.А. и др. Химические волокна. 2014. №1. С.7.
22. Межеумов И.Н., Погудкина А.А. и др., Химические волокна. 2016. №2. в печати.

ПОЛУЧЕНИЕ ВЫСОКОПРОЧНЫХ ПЛЕНОК ИЗ ПОЛИЭТИЛЕНА МЕТОДОМ ТВЕРДОФАЗНОГО ФОРМОВАНИЯ

Межеумов И.Н.,[1] Хижняк С.Д.,[1] Галицын В.П.,[2] Пахомов П.М.[1]

[1]Тверской государственный университет, г. Тверь, Россия
[2]НИИ синтетического волокна, г. Тверь, Россия
igor.me2009@yandex.ru

В конце 70-х годов для получения высокопрочных высокомодульных волокон из сверхвысокомолекулярного полиэтилена (СВМПЭ) П.Смитом и П.Лемстрой был разработан метод гель-технологии, позволивший получить волокна из реакторного порошка (РП) СВМПЭ с рекордными значениями прочности на разрыв (до 3.2 ГПа) и начального модуля (около 160 ГПа), превышающими на порядок механические характеристики волокон и пленок, производимых в промышленности из обычного ПЭ. Однако очевидным недостатком данного метода является использование энергоемких и экологически небезопасных процессов получения полимерных материалов, что существенно удорожает их стоимость и создает экологическую напряженность. Поскольку СВМПЭ из-за высокой вязкости переработать через расплав не удается, то ведется поиск других альтернативных способов.

Целью настоящей работы является разработка непрерывного способа получения высокомодульных высокопрочных пленочных нитей из РП СВМПЭ методом твердофазного формования. В настоящее время основными проблемами рассматриваемого способа, требующими своего научного исследования, остаются: поиск РП СВМПЭ, обладающих морфологией, необходимой для последующего формования из них высокоориентированных материалов, а также выявление оптимальных условий для успешного и непрерывного проведения всех основных стадий твердофазного формования РП СВМПЭ (компактизация, монолитизация и последующая ориентационная вытяжка).

При формовании высокомодульной высокопрочной пленочной нити из РП СВМПЭ прямым путем решающее значение имеют две основные стадии – компактизация и монолитизация РП. Первая стадия – компактизация РП СВМПЭ, т.е. воздействие внешнего давления на РП СВМПЭ при комнатной температуре с получением таблетки. Компактизация позволяет обеспечить лучший контакт между частицами порошка и удалить из таблетки воздух. Вторая стадия – монолитизация, при которой таблетка СВМПЭ подвергается пластической деформации в плоскости образца при температуре близкой к температуре плавления СВМПЭ, в результате чего образуется монолитная пленка. В дальнейшем монолитная пленка СВМПЭ подвергается ориентационному вытягиванию.

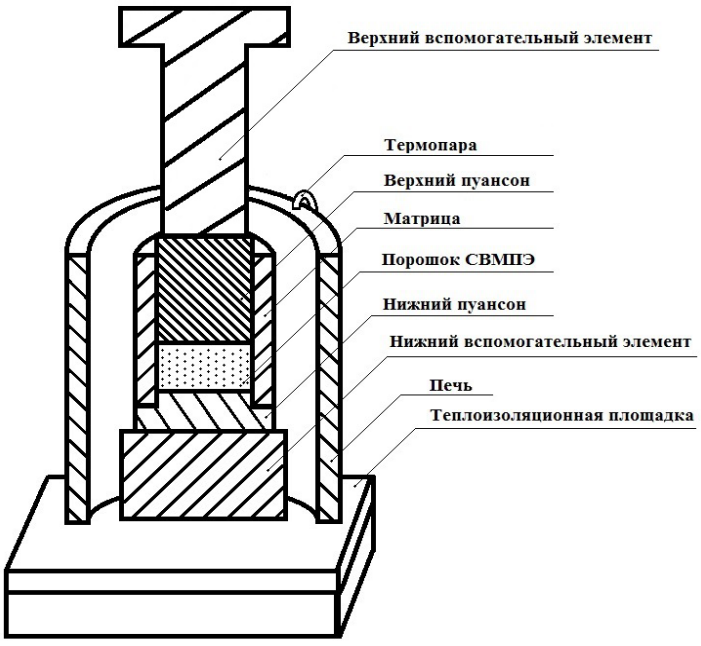


Рис. 1. Специальная ячейка

Создана специальная ячейка (рис. 1), позволяющая проводить компактизацию и монолитизацию РП СВМПЭ в широком интервале давлений и температур. Определены

оптимальные условия компактизации и монолитизации РП СВМПЭ. Методами оптической и сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), а также ИК спектроскопии исследовано влияние приложенного давления на процесс компактизации реакторного порошка СВМПЭ, а также температуры – на процесс монолитизации.

Определено оптимальное значение давления, обеспечивающее получение устойчивых таблеток. Установлено, что при комнатной температуре и давлении 137 МПа формируются таблетки с достаточной механической устойчивостью и в течение 15 мин завершается процесс их компактизации (рис. 2).

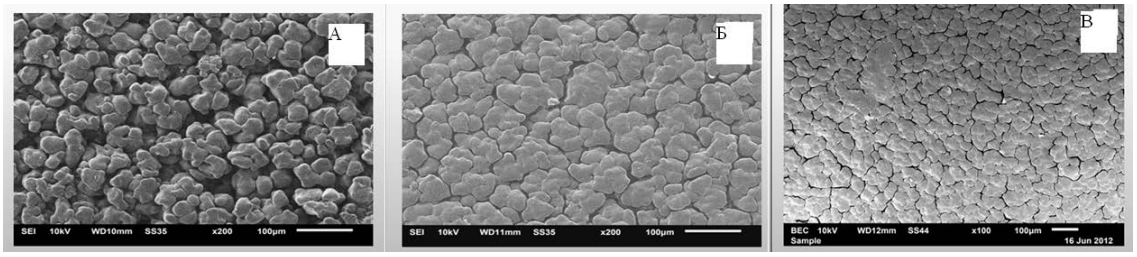


Рис. 2. Микрофотографии таблеток из РП СВМПЭ, полученные компактизацией при различных давлениях: 21.1 (*А*), 400.3 (*Б*) и 724.0 МПа (*В*)

Монолитизация таблеток из РП СВМПЭ проводилась при температурах близких к температурах плавления образца. При монолитизации образца происходит объединение частиц РП СВМПЭ и исчезновение границ между ними. Монолитизация обеспечивает получение однородной по объему и прочной монолитной пленки. Из такой пленки в дальнейшем предполагается получить пленочные нити с высокими механическими свойствами. Установлено, что для осуществления процесса монолитизации компактизованных таблеток РП СВМПЭ оптимальным интервалом температур является 135–140°С.

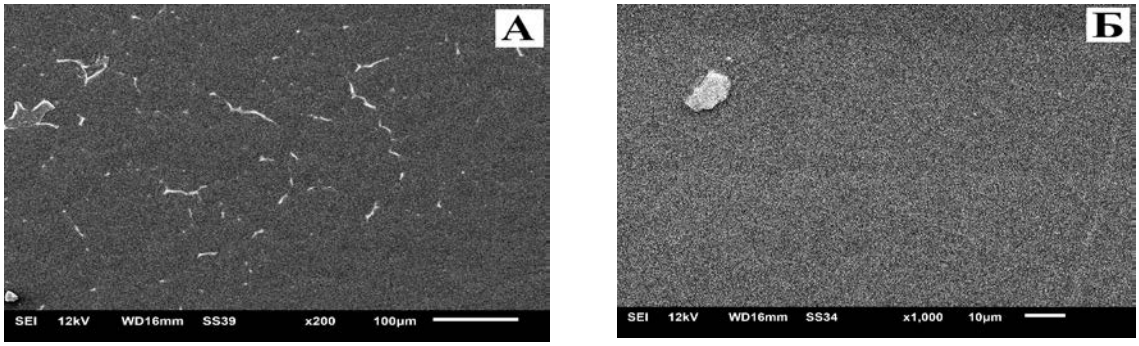
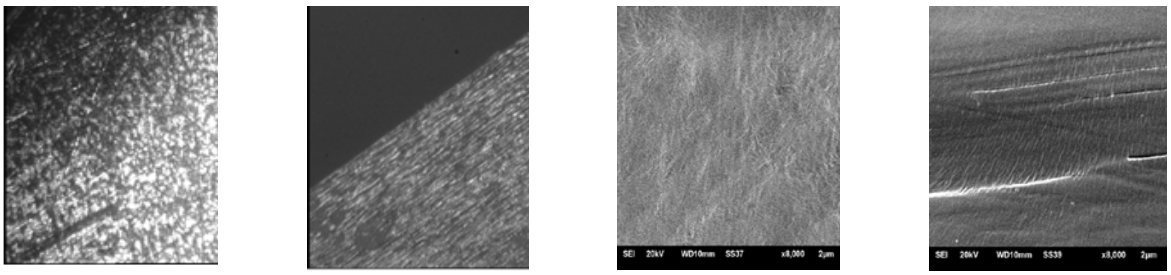


Рис. 3. Микрофотографии монолитизированных пленок РП СВМПЭ, полученных при температуре 75 (А) и 135 °С (Б)

Полученные монолитные пленки СВМПЭ подвергались ориентационному вытягиванию. Методами оптической микроскопии в поляризованном свете и СЭМ исследован процесс ориентационного вытягивания пленочных нитей СВМПЭ при температуре вытягивания 120^{o}С (рис. 3). Из рис. 3 видно, что при ориентационном вытягивании происходит фибриллизация образца.

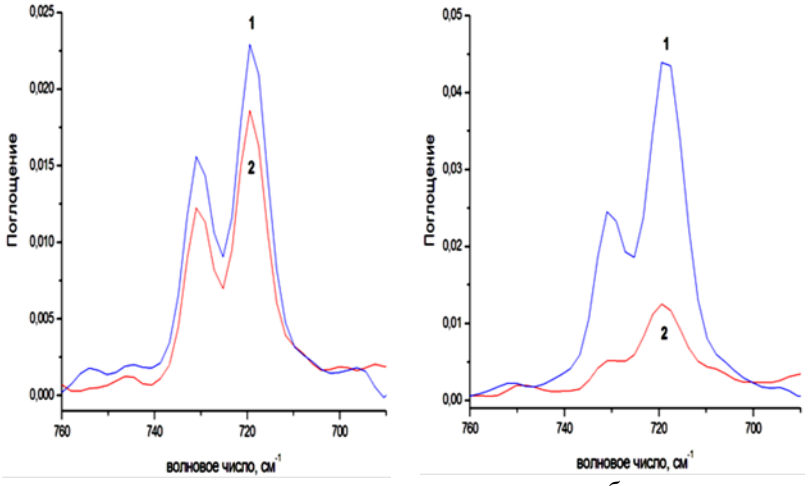
С помощью метода поляризационной ИК спектроскопии были записаны спектры пленочных нитей с различной кратностью вытягивания при температуре 135°С (рис. 4). Для ИК полос поглощения, отвечающих за маятниковые колебания CH_2-групп и характеризующих выпрямленные сегменты цепей, расположенные в кристаллических (730 см$^{-1}$) и аморфных областях (720 см$^{-1}$) ПЭ, были рассчитаны величина дихроизма и значение $\langle\cos^2\Theta\rangle$, где Θ – угол между осью ориентации и осью сегмента. Аналогичные расчеты были выполнены и в случае полосы поглощения 1370 см$^{-1}$, характеризующей веерные колебания CH_2-групп в свернутых конформерах (GTG), расположенных в аморфных областях ПЭ (табл.). Установлено, что при ориентационном вытягивани пленочных нитей

происходит переход свернутых конформеров в выпрямленные, при этом степень ориентации для транс-конформеров в кристаллических областях повышается в большей степени, чем у транс и GTG конформеров в аморфных областях. причем основное увеличение степени их ориентации происходит уже на начальных этапах ориентационного вытягивания (до λ ~ 4). Следует также отметить, что, судя по значениям $\langle\cos^2\Theta\rangle$ (табл.), молекулярная ориентация еще далека от идеальной и требуется продолжение исследований по нахождению оптимальных условий ориентационного вытягивания пленок СВМПЭ.



а *б* *в* *г*

Рис. 3. Фотоснимки исходной пленки (*а*) и вытянутой до кратности λ = 7,5 (*б*), полученные методом оптической микроскопии в поляризованном свете, и микрофотографии исходной пленки (*в*) и вытянутой до кратности λ = 6,0 (*г*), полученные методом СЭМ



а *б*

Рис. 4. Влияние кратности вытягивания пленочной нити на ИК полосы поглощения 720/730 см$^{-1}$: λ = 1 (*а*) и λ = 7,5 (*б*); 1 – параллельная, 2 – перпендикулярная поляризация

Таблица. Изменение степени ориентации молекулярных сегментов при ориентационном вытягивании

Кратность вытяжки, λ	$\langle\cos^2\Theta\rangle$	
	730 см$^{-1}$	1370 см$^{-1}$
1	0,364	0,202
2,5	0,549	0,223
4	0,648	0,231
5	0,705	0,235
6	0,729	0,237
7	0,746	0,239
7,5	0,775	0,240

В заключение следует отметить, что поиск оптимальных условий ориентационной вытяжки монолитных пленок СВМПЭ продолжается. В настоящий момент предлагается проводить ориентационное вытягивание в 2 стадии: 1 стадия – вытяжка при температуре 100–110°С до кратности λ = 5÷10 и 2 стадия – вытяжка при температуре 135–140°С до максимальной кратности.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки Российской Федерации в рамках выполнения государственных работ в сфере научной деятельности (проект №4.1325.2014/К) и в рамках государственного задания "Обеспечение проведения научных исследований" на базе ЦКП Тверского государственного университета.

УПРОЧНЯЮЩИЕ И ПЛАСТИФИЦИРУЮЩИЕ ЭФФЕКТЫ В АМОРФНЫХ СПЛАВАХ НА ОСНОВЕ Co И Fe ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ВИДАХ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ

Пермякова И.Е.

ФГУП «ЦНИИчермет им. И.П. Бардина»,
г. Москва, Россия
inga_perm@mail.ru

В настоящее время большой интерес у исследователей вызывает изменение механических свойств сплавов при переходе из аморфного в равновесное кристаллическое состояние. В данной ситуации демонстрируется новый уровень механических характеристик аморфно-кристаллического состояния под воздействием совершенно разных видов воздействий (облучение, термообработка, механические испытания и т.д.). Кроме того, установление связи между структурными превращениями, реализующимися в процессе обработки аморфных сплавов (АС), и эволюцией свойств позволяет на новой основе прогнозировать их поведение, создавать предпосылки для более эффективного применения.

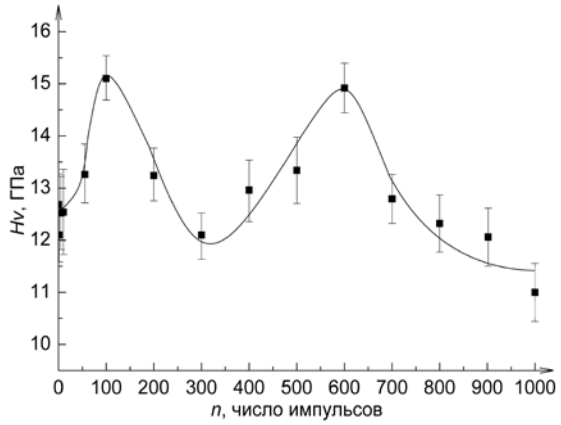
Материалы и методика. Объектами исследования являлись ленты АС ($Co_{70,5}Fe_{0,5}Cr_4Si_7B_{18}$ и $Fe_{58}Ni_{25}B_{17}$), полученные методом спиннингования, толщиной 30 и 20 мкм, соответственно. Модификация структуры и механических свойств изначально аморфных образцов проводилась с использованием: 1) облучения эксимерным ультрафиолетовым KrF лазером с длиной волны $\lambda = 248$ нм, длительностью импульса $\tau = 20$ нс; 2) интенсивной пластической деформации (ИПД) - методом кручения под квазигидростатическим давлением $P = 4$ ГПА в камере Бриджмена при N от 1/32 до 1 оборота; 3) вакуумного отжига в печи при $T_{an} = 323–803$ K. Наличие аморфной и кристаллической фаз в сплавах контролировалось проведением структурных исследований с привлечением ПЭМ и РСА. По данным ДСК для сплава системы Fe–Ni–B температура кристаллизации составляет $T_{crys1} = 683$ K, для Co–Fe–Cr–Si–B – $T_{crys2} = 803$ K. Индентирование с целью определения микротвердости и трещиностойкости проводили по стандартным методикам на приборе ПМТ-3.

Результаты и обсуждение. Проведено комплексное изучение характера поведения величины микротвердости по Виккерсу (*Hv*) для сплава системы Co–Fe–Cr–Si–B при различных видах внешних воздействий. Отмечена немотнотонная зависимость *Hv* от параметров воздействий *n, T, N* (рис. 1). Первый пик микротвердости в зоне селективного лазерного воздействия хорошо согласуются с данными, полученными при обычном термическом отжиге и при ИПД до 3/4 оборота. Однако следует отметить, что первый максимум *Hv* при лазерной обработке несколько выше, чем при печном отжиге. Этот факт говорит о том, что лазерный нагрев при 100 импульсах (в пределах амфорного состояния сплава) эффективнее способствует упрочнению материала, чем низкотемпературный отжиг, соответствующий температурам 373–423 K. В то же время, он уступает технологии ИПД, при которой микротвердость достигает наибольшей величину 20 ГПа.

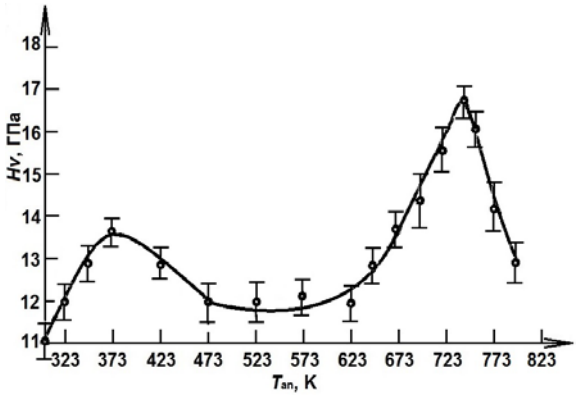
Наблюдаемый I пик *Hv* связан с перераспределением высокоподвижных атомов металлоидов – их сегрегацией на дефектах (областях свободного объема), вносящих вклад в процессы гетерогенной пластической деформации. Сегрегирование снижает подвижность последних, тем самым повышает микротвердость и прочность материала. Проведенные электронно-микроскопические исследования показали аморфную структуру: однородный контраст на светлопольном изображении, дифракционная картина в виде размытых колец (гало). Таким образом, лазерное облучение до 400 импульсов, ИПД до 3/4 оборота и отжиг до 473 K не инициирует объемную кристаллизацию АС, приводя лишь

к структурной релаксации, сопровождающейся изменением структуры топологического и химического ближнего порядка, предшествующему формированию зародышей кристаллизации. Кроме этого, лазерный и печной отжиг АС при относительно невысоких температурах (ниже температуры стеклования) может приводить к частичному уменьшению объема микропор. Установленное авторами в работе [1] залечивание пористости в АС способствует улучшению их прочности.

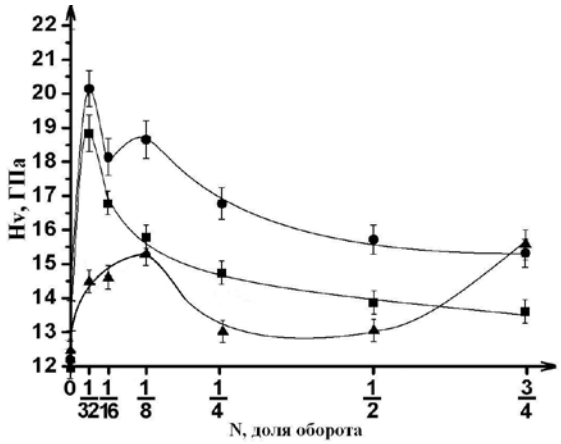
По мере увеличения числа импульсов лазера от 400 до 700, а также нагрева температур в печи свыше 473 К происходит более высокая термическая обработка $T_{an} \rightarrow T_{crys}$, ведущая к стабилизации структуры и второму пику микротвердости (рис. 1 *а*, *б*). При кристаллизации аморфного вещества, в ходе появления и «оптимального» распределения по объему аморфной матрицы АС дисперсных кристаллических частиц на основе кобальта, твердость и напряжение механического течения растут. На электронограммах наблюдается появление рефлексов, соответствующих формированию кристаллов α-Co (ГПУ) и β-Co (ГЦК), силицидов Co_2Si и боридов Co_2B, Co_3B.



а



б



в

Рис. 1 Характер изменения микротвердости *Hv* АС $Co_{70,5}Fe_{0,5}Cr_4Si_7B_{18}$
а) от количества импульсов *n* при лазерном облучении;
б) от температуры печного отжига T_{an};
в) от степени деформации (долей оборота) *N* для трех участков образца, подвергнутого ИПД: ■ – центр, ● – ½ радиуса, ▲ – край.

С помощью метода микроиндентирования удалось установить поведение трещиностойкости (K_{Ic}) АС в ранее недоступном для других методов температурном интервале от вязко-хрупкого перехода (в области существования аморфного состояния) до определенных стадий нанокристаллизации. В экспериментах на сплаве $Fe_{58}Ni_{25}B_{17}$ при приближении к температуре отжига 653 К наблюдается значительное увеличение K_{Ic}. (рис. 2). Таким образом, в некотором диапазоне температур отжига мы обнаружили эффект пластификации (некоторый рост K_{Ic} при снижении *Hv*). Аналогичный, но менее существенный пластифицирующий эффект наблюдается и в сплаве $Co_{70,5}Fe_{0,5}Cr_4Si_7B_{18}$.

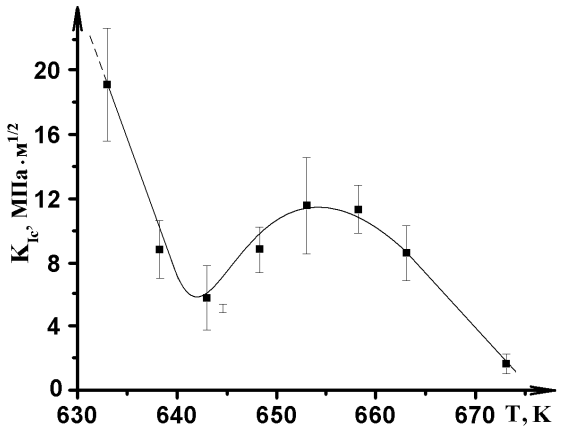


Рис. 2 Поведение трещиностойкости K_{Ic} при термической обработке АС $Fe_{58}Ni_{25}B_{17}$

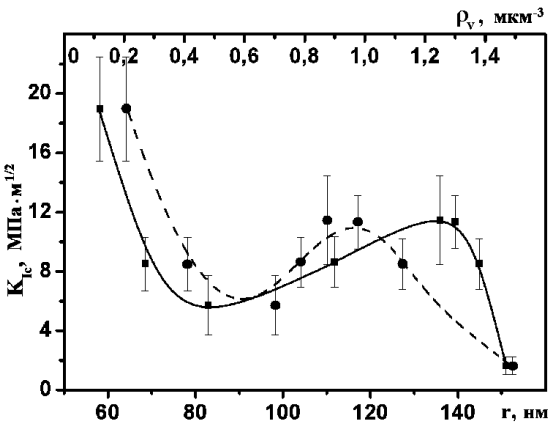


Рис. 3 Изменение параметра K_{Ic} от размера r и объемной плотности ρ наночастиц в АС $Fe_{58}Ni_{25}B_{17}$

На рис. 3 продемонстрированы графики зависимостей трещиностойкости от структурных параметров сплава $Fe_{58}Ni_{25}B_{17}$. Электронно-микроскопические исследования показали заметное увеличение размера и объемной плотности дисперсных наночастиц α-фазы (ОЦК) в области обнаруженной аномалии механического поведения. Нанокристаллы имеют четкую кристаллографическую огранку по плоскостям типа $\{100\}_\alpha$. Видно что, характерный размер частиц, при котором зафиксирован максимум параметра K_{Ic} соответствует 110–120 нм при объемной плотности 1,3 мкм$^{-3}$ кристаллической фазы (рис. 3). Дальнейший (при более высоких температурах отжига) спад трещиностойкости связан с появлением в структуре боридов $(Fe, Ni)_3B$ и с полной объемной кристаллизацией материала.

Обнаруженное явление пластификации обусловлено, по-видимому, эффективным торможением квазихрупких трещин, возникших и растущих в аморфной матрице в результате приложения внешней нагрузки. Проведенное теоретическое и экспериментальное рассмотрение дает основания предложить новый оригинальный механизм торможения развивающихся квазихрупких трещин в аморфно-нанокристаллическом состоянии. Трещина заканчивается в области наночастицы, которая как бы является непреодолимым препятствием на пути распространения трещины. Установлено, что торможение трещины происходит, вероятнее всего, не на межфазной границе «нанокристалл-аморфная матрица» (обе фазы имеют в нашем случае близкие значения модуля Юнга), а в окрестности наночастицы при подходе к ней. Это связано с тем, что вокруг каждой наночастицы образуется мощная атмосфера атомов бора [2], имеющегося в значительном количестве в АС, но слаборастворимого в нанокристаллической фазе. Модуль Юнга подобной атмосферы существенно выше, чем в аморфной матрице, где распространяется квазихрупкая трещина. Это, очевидно, должно привести к эффекту ее замедления или полного торможения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-02-00075 «а»).

Список литературы

1. Betekhtin V.I., Gyulikhandanov E.L., Kadomtsev A.G., Kipyatkova A.Yu., Tolochko O.V. // Physics of the solid state. 2000. V. 42. N. 8. P. 1460-1464.
2. Glezer A.M., Gorshenkov M.V., Zhukov D.G., O.A.Korchuganova, Aleev A.A. et .al // Materials Letters. 2015. V. 160. P. 339-342.

ДИНАМИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ И ОТКОЛЬНОЕ РАЗРУШЕНИЕ УЛЬТРАМЕЛКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ, ПОЛУЧЕННЫХ ДИНАМИЧЕСКИМ ПРЕССОВАНИЕМ

Петрова А. Н. [1], БродоваИ. Г. [1], РазореновС.В. [2, 3], Шорохов Е.В.[4]

[1]ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, Россия
[2]ИПХФ РАН, Черноголовка, Россия
[3] Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия
[4] РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск, Россия
petrovanastya@yahoo.com

Алюминиевые сплавы, исследованию которых посвящена работа, являются важнейшим классом конструкционных материалов. Всё возрастающие требования к механическим и эксплуатационным характеристикам конструкционных материалов предопределяют создание и развитие технологий получения новых материалов и их обработки. Особое место в ряду материалов нового поколения занимают объемные ультрамелкокристаллические (УМК), наноструктурированые и нанофазные материалы, полученные методами интенсивной пластической деформации и обладающие уникальными характеристиками механических и эксплуатационных свойств. Развитие представлений о физических основах прочности этих перспективных материалов является актуальным направлением фундаментальных исследований, а полученные результаты определяют возможность их широкого практического применения.

В данной работе представлены экспериментальные данные о прочностных характеристиках УМК алюминиевых сплавов различного состава (технический Al, Al–Mn, Al–Zn–Mg–Cu, Al–Mg–Mn) при ударном сжатии со скоростью деформации $10^5 c^{-1}$ и о структурном анализе сохраненных образцов с внутренним разрушением. Для получения образцов, имеющих сильнодеформированную структуру с размером зерна 200–600 нм, использован метод динамического канально-углового прессования (ДКУП). ДКУП – уникальный метод интенсивной пластической деформации, развиваемый в РФЯЦ-ВНИИТФ. Прессование производится со сверхвысокой скоростью деформации – 10^5 c^{-1} и сопровождается формированием сложного напряженного состояния материала в результате комплексного воздействия ударных волн и интенсивной деформации простым сдвигом. Схема метода приведена на рис. 1*а*.

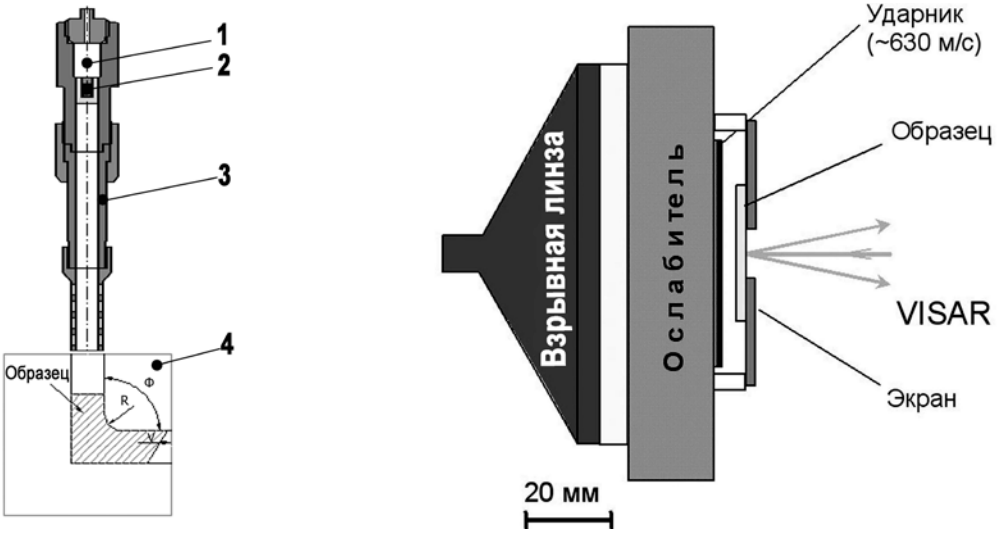
Образцы УМК сплавов, полученных методом ДКУП, и их крупнокристаллических (КК) аналогов в виде дисков толщиной ~2 мм нагружались ударом плоской алюминиевой пластины толщиной ~0.4 мм. Во всех экспериментах регистрировались профили скорости свободной поверхности с помощью лазерного Доплеровского измерителя скорости VISAR (рис.1*б*). Проанализированы экспериментальные профили скорости свободной поверхности образцов (рис. 2) и определены динамические характеристики сплавов в различном структурном состоянии. Значения динамического предела упругости σ_{HEL} и предела текучести Y рассчитываются по измеренной из волновых профилей амплитуде фронта упругого предвестника u_{fsHEL} как:

$$\sigma_{HEL} = \rho_0 c_l u_{fsHEL} / 2$$

$$Y = \frac{1-2\nu}{1-\nu}\sigma_{HEL} = 2\sigma_{HEL}\left[\frac{c_s^2}{c_l^2}\right] \cong 1.5\sigma_{HEL}\left(1-\frac{c_b^2}{c_l^2}\right),$$

где C_b, C_l, C_s– объемная, продольная и сдвиговая скорости звука в материале, ν – коэффициент Пуассона. Для расчета критических разрушающих напряжений при отколе (от-

кольной прочности) из экспериментальных профилей скорости $u_{fs}(t)$ определялась величина спада скорости от максимума до первого минимума в момент откола Δu_{fs} (рис. 2*а*).

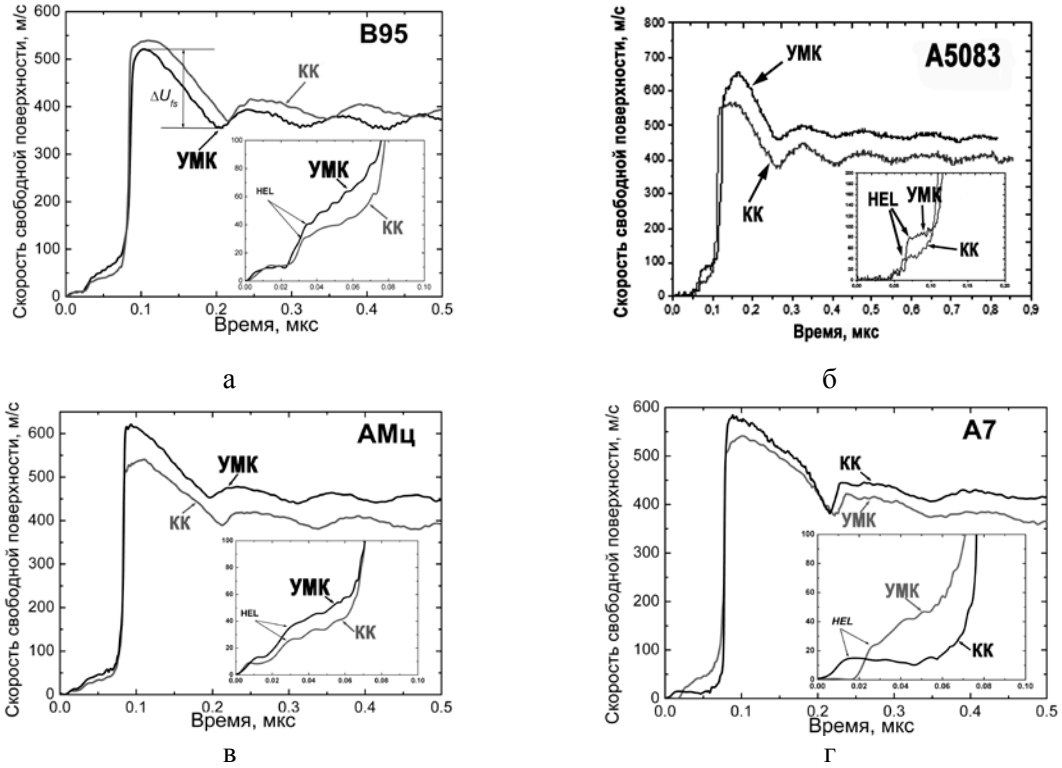


а б

Рис. 1. Схема экспериментов. *а* – ДКУП, 1 – пороховой заряд, 2 – образец, 3 – ствол, 4 – матрица; б – ударно-волновое нагружение

С учетом поправки на упруго-пластическое поведение исследуемых образцов алюминиевых сплавов δ, величина откольной прочности σ_{sp} определялась из соотношения :

$$\sigma_{sp} = 1/2 \rho_0 c_b (\Delta u_{fs} + \delta)$$



а б в г

Рис. 2. Волновые профили образцов алюминиевых сплавов В95 (*а*), А5083 (*б*), АМц (*в*) и А7 (*г*) в КК и УМК состояниях

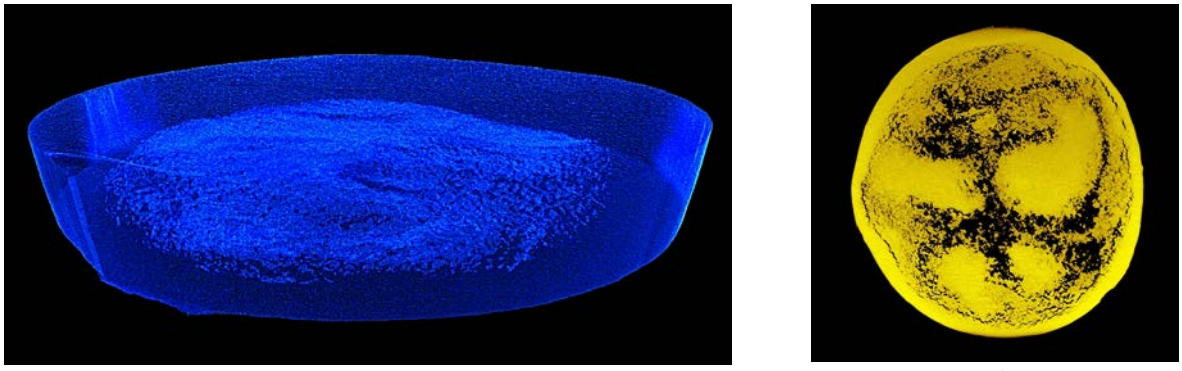
В таблице 1 представлены рассчитанные характеристики. Определено, что σ_{HEL} в УМК состоянии выше, чем σ_{HEL} КК аналогов в среднем в 1.5 раза. Наибольший рост отмечен в сплаве А5083, наименьший – в сплаве АМц. Y в УМК материалах по сравнению с КК аналогами также выше в 1.4–1.7 раза. Самое высокое значение Y имеет УМК сплав А5083, самое низкое – УМК алюминий А7. σ_{sp} УМК сплавов В95 и А5083 меньше на 1–3%, σ_{sp} УМК сплава АМц больше на 7 %, а σ_{sp} УМК А7 меньше на 25%, чем σ_{sp} соответствующих КК аналогов. Значения σ_{sp} УМК сплавов А7, В95 и АМц практически одинаковы, и изменяются от 1.34 до 1.36 Гпа. σ_{sp} УМК сплава А5083 выше на 140 МПа.

Таблица 1. Рассчитанные динамические характеристики прочности

Сплав	σ_{HEL}, МПа	Y, МПа	σ_{sp}, МПа
УМК А5083	660	310	1480
КК А5083	370	190	1520
УМК В95	420	210	1360
КК В95	280	140	1380
УМК АМц	340	180	1340
КК АМц	250	130	1250
УМК А7	210	100	1360
КК А7	130	60	1800

Таким образом, динамические свойства упруго-пластического перехода (предел упругости Гюгонио и предел текучести) всех изученных УМК алюминиевых сплавов, полученных ДКУП, выше, чем у КК аналогов. Откольная прочность Al сплавов в субмикросекундном диапазоне нагрузок слабо зависит от исходной структуры материала.

Проведены эксперименты по динамическому сжатию УМК и КК сплавов А5083 с сохранением образцов. Неразрушающим методом объемной рентгеновской томографии исследовано внутреннее строение образцов с отколом (рис. 3а). После обработки томограмм получены изображения сечений образцов, перпендикулярных направлению ударной волны (рис. 3б) на разных расстояниях от поверхности нагружения. Обнаружено, что УМК сплав разрушается интенсивнее, чем КК. Максимальная пористость в образце УМК сплава составляет 14% а в КК – 10%, ширина зоны разрушения – 1300 и 1000 мкм. Однако статистический анализ пор в зоне разрушения показал, что средний и максимальный размер пор в сплавах с разным размером кристаллитов одинаков и составляет 60 и 2500 мкм соответственно.



а *б*

Рис. 3. Результаты рентгеновской томографии УМК образца сплава А5083. а- объемное изображение сохраненного образца с внутренним разрушением, б – изображение одного из сечений образца, перпендикулярного направлению распространения ударной волны

Данная работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Структура» №0120146333 при поддержке РФФИ (проект 15-02-03225).

ВЛИЯНИЕ СЛАБОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ПРОЦЕСС ТРЕЩИНООБРАЗОВАНИЯ ПРИ ОДНООСНОМ СЖАТИИ ГРАНИТА ПО ДАННЫМ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ

[1]Пантелеев И.А., [2]Мубассарова В.А., [1]Наймарк О.Б.

[1]Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Россия
[2]Научная станция РАН, Бишкек, Киргизия
pia@icmm.ru

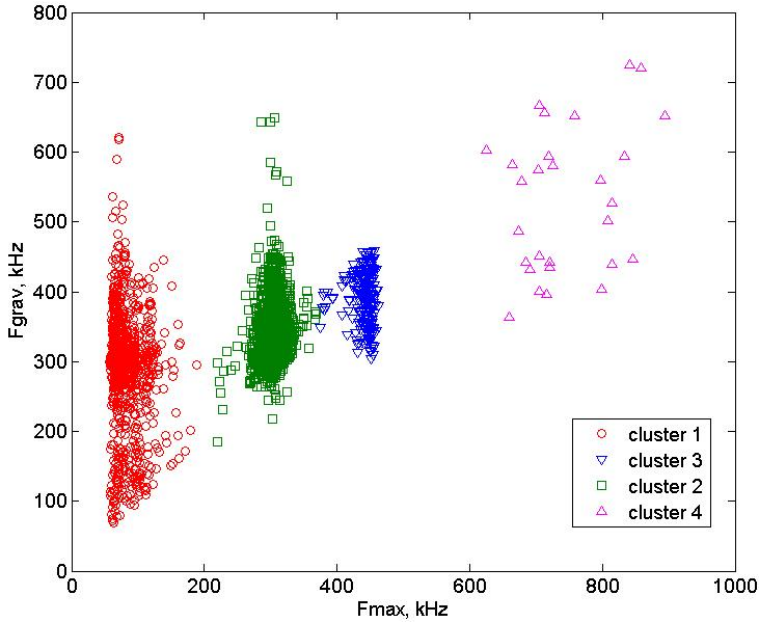
Исследования динамики энергообменных процессов при деформировании геоматериалов с одновременным воздействием слабого электромагнитного поля, проводимые рядом научных коллективов на протяжении последних двадцати лет, позволили установить статистически значимый прирост акустической эмиссии, вызванный внешним воздействием, в независимости от влагонасыщенности образцов и их минерального состава при напряженности воздействующего поля 1–10 кВ/м [1-2], а также сформулировать критерии управляемого понижения уровня структурных напряжений, обусловленных локальными зонами повышенной дефектности. Несмотря на эти достижения вопрос о физических механизмах, определяющих это влияние, до сих пор остается дискуссионным.

Настоящая работа посвящена исследованию эффекта влияния слабого электрического поля на пространственно-временную динамику развития поврежденности при одноосном квазистатическом сжатии гранита. Отличительной чертой настоящего исследования является сравнительный анализ параметров и закономерностей развития акустической эмиссии в случае деформирования гранита без воздействия и с непрерывным воздействием слабого поля от момента начала деформирования до разрушения.

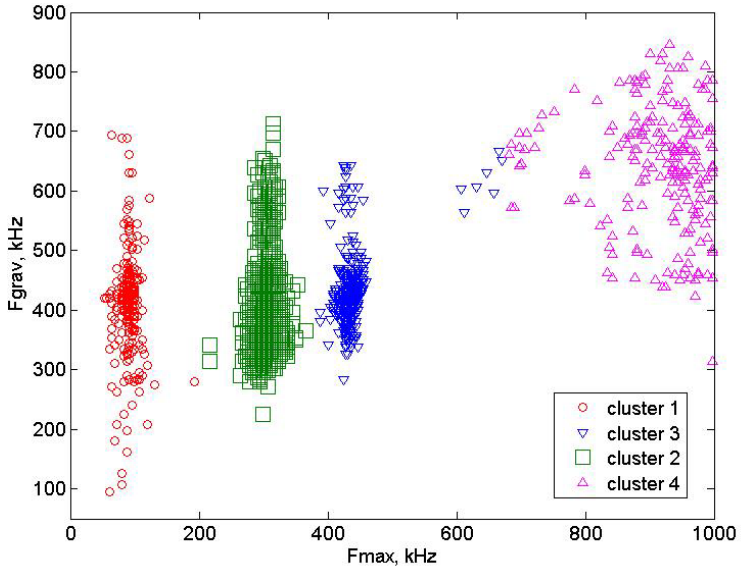
Для экспериментального исследования влияния слабого электрического поля на активность акустической эмиссии при деформировании горных пород были выбраны цилиндрические образцы гранита Мансуровского месторождения с диаметром 41 мм, и высотой 95.5 мм. Все образцы были разделены на две группы. Первая группа подвергалась квазистатическому одноосному сжатию без воздействия, вторая – с воздействием. Для непрерывного мониторинга акустоэмиссионной активности в процессе деформирования была использована система Amsy-5 Vallen (Германия), укомплектованная антенной с 8 датчиками: 6 широкополосными DECI SE2MEG-P (частотный диапазон 200-2000 кГц) и 2 датчиками AE105A (450–1150 кГц). При испытании второй группы образцов непрерывное воздействие электрическими импульсами осуществлялось путем подачи на графитовые электроды, прижатые к боковым поверхностям образца, напряжения от генератора сигналов произвольной формы АКИП-3407/1А, усиленного при помощи усилителя Tabor 9400 с коэффициентом усиления 50. Параметры электрических импульсов: форма – прямоугольные, однополярные положительной полярности, напряжением 100 В, частота 2.5 кГц, длительность 100 мкс, скважность 25%. Для улучшения электрического контакта между образцом и электродами на образец наносился толстый слой проводящего графитового лака.

Анализ всего комплекса полученных экспериментальных данных позволил выявить ряд отличительных особенностей процесса накопления повреждений в граните в присутствии электрического поля. В случае испытания гранита без внешнего воздействия показано, что активность акустической эмиссии в процессе деформирования изменяется ступенчато, квазистационарные стадии чередуются со стадиями активизации. Локация источников акустической эмиссии показала, что стадиям активизации акустической эмиссии соответствует пространственная локализация источников АЭ вдоль выделенных направлений. При деформировании гранита в присутствии слабого электриче-

ского поля наблюдается противоположная ситуация. Активность акустической эмиссии в течение эксперимента плавно нарастает, переходя в режим с обострением при формировании магистральной трещины. По данным локации источников АЭ видно, что в течение всего времени деформирования в этом случае происходит равномерное по пространству накопление повреждений.



а



б

Рис. 1. Зависимость медианной частоты от частоты максимума спектра импульсов АЭ, зарегистрированных в эксперименте без (*а*) и с непрерывным воздействием электрического поля (*б*)

Для всех зарегистрированных импульсов АЭ в эксперименте без и с непрерывным воздействием слабого электрического поля был построен график повторяемости. Наклон графика повторяемости для случая отсутствия воздействия составил 0.9711, при воздействии электрического поля – 0.9771. Небольшое отличие в наклонах определяется отсутствием высоко амплитудных событий в случае внешнего воздействия.

Для более подробного исследования влияния непрерывного воздействия слабого электрического поля на процесс накопления повреждений при одноосном квазистатическом сжатии гранита был проведен кластерный анализ данных акустической эмиссии с использованием метода k-средних. Был рассмотрен следующий исходный набор параметров акустической эмиссии: пиковая амплитуда, длительность, медианная частота, частота максимума спектра, время нарастания, средняя частота импульса, нормированное на пиковую амплитуду время нарастания. Для выделения независимых параметров АЭ, которые имеют наибольший разброс в обоих экспериментах, были последовательно реализованы два метода обработки данных: кросс-корреляция каждой из пар параметров, метод главных компонент. В результате для кластеризации данных были использованы пиковая амплитуда, частота максимума спектра и нормированное время нарастания импульсов АЭ. Для оценки качества кластеризации данных и выбора оптимального количества кластеров были использован индекс Силуетта.

На рис. 1 представлены результаты кластеризации данных АЭ для случая деформирования гранита без и с непрерывным воздействием слабого электрического поля. Было получено, что все данные АЭ разделяются на четыре кластера, каждый из которых можно охарактеризовать соответсвующим частотным диапазоном: первый кластер низкочастотный – от 50 до 200 кГц, второй и третий – среднечастотные, от 200 до 400, и от 400 до 500 кГц соответственно, четвертый кластер – высокочастотный, от 600 до 1000 кГц. Анализ динамики акустической эмиссии, зарегистрированной в эксперименте по квазистатическому одноосному сжатию гранита без внешнего воздействия, позволил установить ряд особенностей процесса накопления повреждений. С самого начала деформирования преобладают среднечастотные сигналы акустической эмиссии, соответствующие второму кластеру. При действующем на образец напряжении, составляющим 50 % от разрушающего появляются сигналы АЭ низкочастотного диапазона. Данный результат физически обоснован, так как в процессе деформирования происходит укрупнение трещин, их коалесценция. Начиная с первой стадии локализации источников АЭ, сопровождающейся резким ростом активности АЭ появляются сигналы АЭ третьего и четвертого кластера, с частотами выше 400 кГц. Появление высокочастотных сигналов АЭ при формировании и росте магистральной трещины было отмечено ранее в ряде работ и связано, по мнению авторов, с появлением локальным зон высоких напряжений. В этих зонах происходит интенсивное микротрещинообразование, которое и сопровождается высокочастотной эмиссией.

В случае непрерывного воздействия на образец слабого электрического поля наблюдаются изменения в закономерностях следования и параметрах акустической эмиссии. Происходит перераспределение относительного количества сигналов между кластерами, количество низкочастотных сигналов АЭ заметно уменьшается, тогда как количество средне- и высокочастотных кластеров пропорционально увеличивается. Для каждого из кластеров наблюдается увеличение разброса сигналов АЭ по медианной частоте в направлении более высоких частот, что указывает на увеличение в сигналах АЭ высокочастотной составляющей. Сравнение распределений импульсов АЭ по пиковой амплитуде для каждого из кластеров в случае отсутствия и наличия внешнего воздействия показало, что в случае внешнего воздействия количество высокоамплитудных низкочастотных сигналов резко сокращается, тогда как количество высокоамплитудных высокочастотных сигналов увеличивается.

Полученные экспериментальные данные позволяются сделать вывод, что непрерывное воздействие внешнего электрического поля на деформируемый образец гранита приводит к смене характера деформирования и разрушения с поэтапного образования и развития ряда локализованных в объеме образца разрывов (трещин) к дисперсному накоплению в объеме образца относительно большого количества соизмеримых по размеру трещин, коалесценция которых и вызывает макроразрушение.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 16-41-590779-р_урал_а).

Список литературы

1. Bogomolov L.M., Il'ichev P.V., Sychev V.N., Zakupin A.S., Novikov V.A., Okunev V.I. Acoustic emission response of rocks to electric power action as seismic-electric effect manifestation // Annals of Geophysics. 2004. V. 47. N. 1. pp. 65–72.
2. Panteleev I., Mubassarova V., Uvarov S., Evseev A., Plekhov O., Naimark O. Spatio-temporal localization of deformation in rocks under quasistatic uniaxial loading// Procedia Materials Science. 2014. V.3. P.2195-2200. doi:10.1016/j.mspro.2014.06.355

НОВАЯ КОНЦЕПЦИЯ ПОЛУЧЕНИЯ ПОРИСТЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Самуйлов С.Д.

Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе,
Санкт Петербург, Россия, Sam.mhd@mail.ioffe.ru

Пенометаллы – уникальный перспективный материал. Наиболее интересен пеноалюминий, особенно – сэндвичи из алюминиевых листов с алюминиевой пеной внутри (AFS - Aluminium Foam Sandwich). Такой материал обладает высокой удельной жесткостью, малой термической и электрической проводимостью, не горит и хорошо подходит для поглощения или демпфирования энергии. Низкая масса подобной конструкции уменьшает расход бензина. Кузов на 50% легче соответствующего стального, но в 10 раз жестче. В отличие от сотовой конструкции пеноалюминий изотропен и может противостоять удару под любым углом [1– 3]. Более широкому использованию пенометаллов мешает отсутствие эффективной и дешёвой технологии его производства. В производстве изделий из пенометаллов существует проблема, заключающаяся в нестабильности формирующейся пены, т.е. в несохранении состояния вспененного жидкого металла в процессе кристаллизации [2]. Трудность состоит в том, что при медленном нагреве и охлаждении сложно удержать газ внутри жидкого металла.

Одно из возможных решений этой проблемы: разработка эффективного и дешёвого метода получения гранул пенометаллов, поскольку известно, что методами порошковой металлургии (прессованием и спеканием) из гранул, можно получать изделия с высокой равномерностью свойств по объёму детали, а также изделия с программируемым изменением свойств по объёму детали [4 - 11].

Электрофизическая технология гранулирования позволяет совместить операции диспергирования и вспенивания металла и получать по одной простой технологии и на одной установке пеногранулы любых металлов и сплавов [12]. Выявлены условия, при которых за счет большого магнитного давления и высокой скорости процессов нагрева и охлаждения металла, возможно удержать газ внутри жидких капель металла до их кристаллизации и образования пеногранул. Сущность метода (рис 1) состоит в том, что прессуют компактный образец из смеси металлического порошка с порофором – веществом, которое при нагревании выделяет большой объём газа. В качестве порофора в нашем технологическом процессе берут вещество, температура разложения которого существенно ниже температуры плавления металла, в количестве до 1 % от веса металла. Для алюминиевых сплавов – гидрид алюминия или алюмогидрид лития, которые разлагаются с выделением большого количества водорода при температуре ~ 120 $^{\circ}$C. Порофоры в нашем случае могут быть выбраны из достаточно широкой номенклатуры т.к. температура из разложения не обязательно должна точно соответствовать температуре расплава, как в традиционных методах, а может быть существенно ниже.

Затем через образец пропускают электрический ток, величина и длительность которого достаточны для плавления материала образца. Порофор начинает выделять газ ещё в процессе нагрева твёрдого материала (в особенности, если температура плавления металла существенно выше температуры разложения порофора). Расширению газового пузырька препятствуют: магнитное давление, как общее, действующее на весь образец как целое, так и локальное, связанное с тем, что ток обтекает газовый пузырёк; создавая дополнительное магнитное давление; инерция металла и силы упругости, пока металл ещё твёрдый. После расплавления металла в образце развивается магнитогидродинамическая перетяжечная неустойчивость формы [13].

Неустойчивость разбивает образец на диски, при этом электрический ток прерывается, а запас энергии источника тока к этому моменту должен быть израсходован, с тем, чтобы избежать последующего газового разряда между жидкими дисками

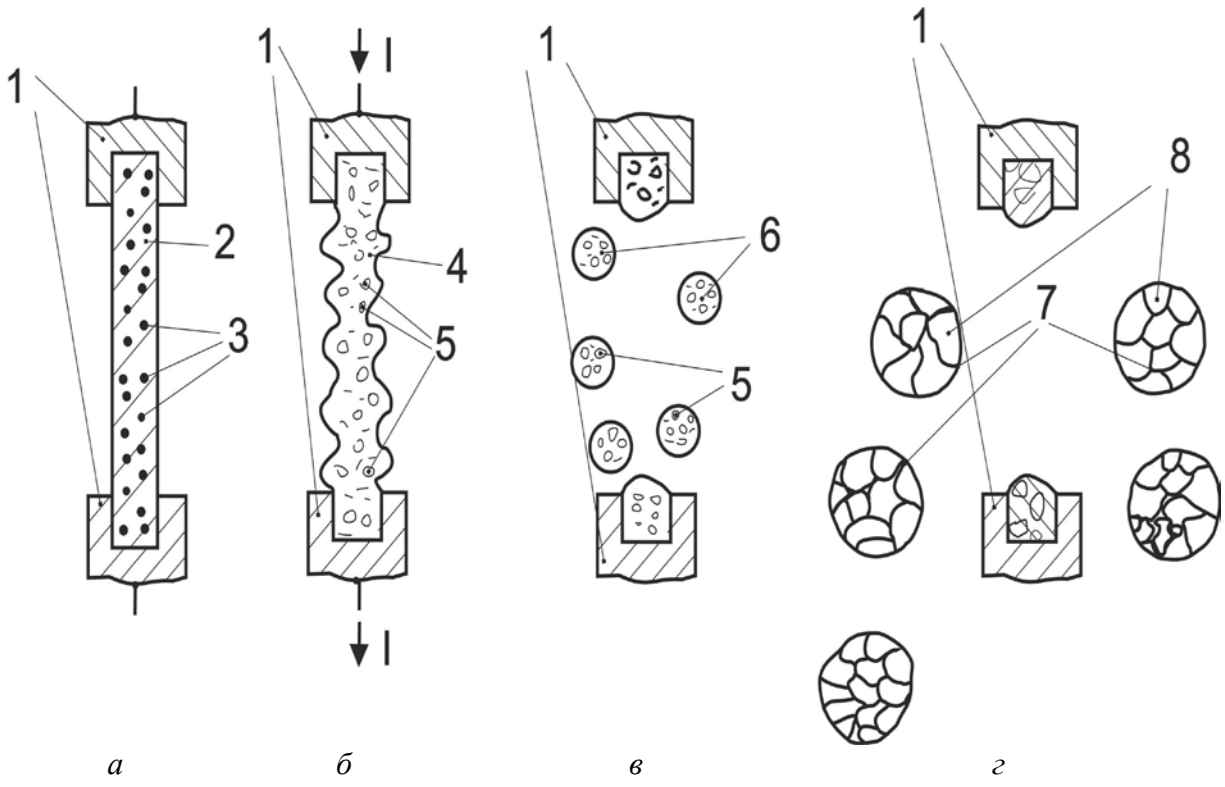


Рис. 1. *а* – образец, спрессованный из смеси металлического порошка с порофором, закреплён между электродами; *б* – пропускается импульсный электрический ток, металл расплавлен, образуются поры, МГД неустойчивость разбивает металл на капли; *в* – разлёт и охлаждение капель; *г* – расширение газовых пузырьков, кристаллизация и образование гранул пенометалла.

1 – электроды; 2 – образец; 3 – частицы порофора; 4 – жидкий металл; 5 – пузырьки газа; 6 – капли металла с пузырьками газа; 7 – пеногранулы, металлический каркас; 8 – поры

После прекращения тока магнитное давление снимается, диски силами поверхностного натяжения трансформируются в сферические капли, порофор, благодаря высокой температуре, разлагается, и в жидком металле начинается бурное порообразование, которому мешает лишь инерция жидкого металла. Резкое увеличение объёма капли сопровождается резким увеличением её внешней поверхности и, соответственно, скорости охлаждения. На внешней поверхности капли идет кристаллизация, а изнутри поступает жидкий металл. Из-за высокой скорости охлаждения капель газ не успевает вырваться наружу, а вспененные капли в полёте кристаллизуются и образуют пеногранулы.

Так как для любого металла и сплава можно подобрать порофор с температурой разложения, меньшей его температуры плавления, можно получать пеногранулы из любых металлов и сплавов, любых металлических или электропроводящих, прессуемых (т.е. таких, из которых путём прессования можно получить образец, прочность которого достаточна для того, чтобы извлечь его из формы и переместить) порошков.

Гранулы пенометалла могут использоваться сами по себе, например, для заполнения полостей деталей, которые в этом случае получают способность поглощать энергию удара, для фильтрации жидкости и газа, в качестве катализаторов и т.п. Методами порошковой металлургии [4, 5] – путем прессования и спекания – из них могут быть полу-

чены пенометаллические материалы и изделия, в т.ч. сложной формы с пористостью близкой к пористости гранул, уникальные композитные детали из металлических и пенометаллических гранул в т.ч. армированные, а путём спекания без давления могут быть получены материалы с двойной пористостью: пористостью гранул и дополнительной пористостью межгранульного пространства, такие материалы могут наиболее эффективно поглощать энергию ударных волн. В связи с малой электро- и теплопроводностью гранул пенометалла, материалы с закрытой пористостью наиболее целесообразно получать путём консолидации при пропускании постоянного электрического тока. Этот процесс называют электроразрядным или спарк-плазменным спеканием [6, 7]. Материалы с двойной пористостью можно получать путём консолидации (компактирования) при пропускании коротких импульсов электрического тока, т.е. электроимпульсным методом [8– 10].

В России рынок пеноалюминия имеет хороший потенциал, этот материал серийно выпускается КУМЗ. Возможности производства - 150000 кг/год: стоимость 8-12 $/кг. В мире выпуск пеноалюминия составляет десятки тысяч тонн, цена на уровне 10 $/кг. Другие пенометаллы выпускаются в существенно меньшем объёме, но, например, цена пеноникеля – 30 $/кг. Потенциальный объём мирового рынка – миллионы тонн пенометаллов стоимостью в десятки миллиардов долларов пока недостижим, из-за высокой стоимости и недостаточного качества материалов, получаемых традиционными методами. Представленная концепция получения пенометаллов открывает новое перспективное направление в развитии этого производства.

Список литературы

1. Хохлов М.А., Ищенко Д.А. // Автоматическая сварка. 2015. № 3-4. С. 60-65.
2. Г. Г. Крушенко // Вестник СибГАУ. № 1(53). 2014, с. 154 – 161.
3. С. Цукров, к.т.н., // Уральский рынок металлов №11, ноябрь 2009
4. Я.Е. Гегузин. Физика спекания. –М: Наука, 1984, 311с.
5. Левинский Ю. В., Бабич Б. Н., Глебов В. А., Вершинина Е. В и др., под ред. Ю.В. Левина Металлические порошки и порошковые материалы: Справочник. М.: Эком ет, 2005, 520 с
6. Деменюк В.Д., Юрлова М.С., Лебедева Л.Ю., Григорьев Е.Г., Олевский Е.А. // Ядерная физика и инжиниринг. 2013. Т. 4. № 3. С. 195.
7. Yurlova M.S., Demenyuk V.D., Lebedeva L.Y., Dudina D.V., Grigoryev E.G., Olevsky E.A // Journal of Materials Science. 2014. Т. 49. № 3. С. 952-985.
8. Самуйлов С.Д. Электрофизический метод брикетирования металлической стружки. LAP LAMBERT Academic Publishing, Saarbrucken Germany. 2011. 136 с.
9. Самуйлов С.Д. Электроимпульсная установка для брикетирования металлических отходов. LAP LAMBERT Academic Publishing, Saarbrucken Germany. 2015. 80 с.
10. Абрамова К.Б., Самуйлов С.Д., Филин Ю.А. // *Цветные металлы*, 1998, № 12, с. 70 – 74.
11. Абрамова К.Б., Бочаров Ю.Н., Самуйлов С.Д., Щербаков И.П. //ЖТФ, 2001, т. 71, в. 4, с 122 - 127.
12. Самуйлов С.Д. Заявка на получение патента на изобретение «Способ получения гранул пенометаллов» Регистрационный номер 2014130966/02(049718), от 25.07.2014, решение о выдаче патента от 12.01.2016.
13. Абрамова К.Б., Златин Н.А., Перегуд Б.П. // ЖЭТФ, 1975, т. 69, в. 6., с. 2007-2022.

ПОЛУЧЕНИЕ, СТРУКТУРА И СВОЙСТВА УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТЫХ СПЛАВОВ С ЭФФЕКТАМИ ПАМЯТИ ФОРМЫ НА ОСНОВЕ Ti–Ni–Cu и Ni–Ti–Hf

Пушин А.В., Королев А.В., Коуров Н.И., Куранова Н.Н., Макаров В.В., Пушин В.Г., Уксусников А.Н.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской Академии Наук, Екатеринбург, Россия
avpushin@rambler.ru

Сплавы на основе никелида титана с эффектом памяти формы (ЭПФ) находят широкое практическое применение. Вместе с тем, в обычном поликристаллическом состоянии эти сплавы часто не обеспечивают комплекса требуемых физико-механических и эксплуатационных характеристик изделий, что ограничивает возможности их использования. Те же сплавы в наноструктурном состоянии характеризуются существенно более высокими пределами текучести, прочности при меньшей пластичности при этом снижаются уровни функциональных характеристик ЭПФ. Нами были получены и комплексно исследованы бинарный и различные тройные квазибинарные сплавы на основе TiNi как в исходном (в литом гомогенизированном состоянии или после быстрой закалки расплава (БЗР)), так и в отожженном состояниях. Это позволило создать высокопрочные мелко- (МЗ) или ультрамелкозернистые (УМЗ) сплавы, существенно расширить интервал химических составов, пригодных для их практического применения. При этом во всех изученных сплавах возникающие при БЗР структурно-фазовые состояния зависят от скорости охлаждения, последующей термообработки, содержания титана, никеля и легирующих элементов (меди и гафния).

Литые сплавы были подвергнуты термомеханической обработке, обеспечивающей их гомогенизацию и одновременно рекристаллизацию. БЗР методом спиннингования струи в отличие от бинарного TiNi позволило получить его тройные сплавы в аморфном состоянии. При этом последующая термообработка (ПТО) в зависимости от режима приводила к их кристаллизации. В работе был выполнен сравнительный анализ влияния условий БЗР (скорости охлаждения в пределах 10^5–10^6 К/с) и легирования на формирование структуры, фазовые превращения и возможность аморфизации, а также ПТО. Были исследованы бинарный стехиометрический и тройные сплавы никелида титана ($Ti_{50}Ni_{50-x}Cu_x$ с содержанием меди $Cu \leq 40$ ат.% и $Ni_{50}Ti_{50-y}Hf_y$ с содержанием гафния $Hf \leq 20$ ат.%) методами электронной микроскопии, рентгенодифрактометрии, а также измерений физико-механических свойств и ЭПФ.

Измерения температурно-концентрационных зависимостей электросопротивления $\rho(T)$ в термоциклах "охлаждение – нагрев – охлаждение" для всех изучаемых сплавов отчетливо идентифицировали температурные "петли" $\rho(T)$, соответствующие температурным гистерезисам термоупругих мартенситных превращений (ТМП) в исследованных сплавах (на рис. 1 приведены их отдельные примеры). Фазовый состав сплавов был определен рентгенографически. Полученные данные позволили определить температурно-концентрационные зависимости критических температур ТМП и построить их диаграммы (рис. 2).

Рентгеноструктурные исследования показали, что изученные сплавы после БЗР со скоростью 10^6 К/с являлись аморфными. Структурные и сверхструктурные брэгговские пики, обычно наблюдаемые в дифракционных исследованиях кристаллических сплавов на основе никелида титана, отсутствовали. Микроэлектронограммы содержали набор убывающих по интенсивности концентрических диффузных колец вблизи ожидаемых

расчетных положений B2-структурных отражений {100}, {110}, {200}, {211} с уширенным центральным пятном.

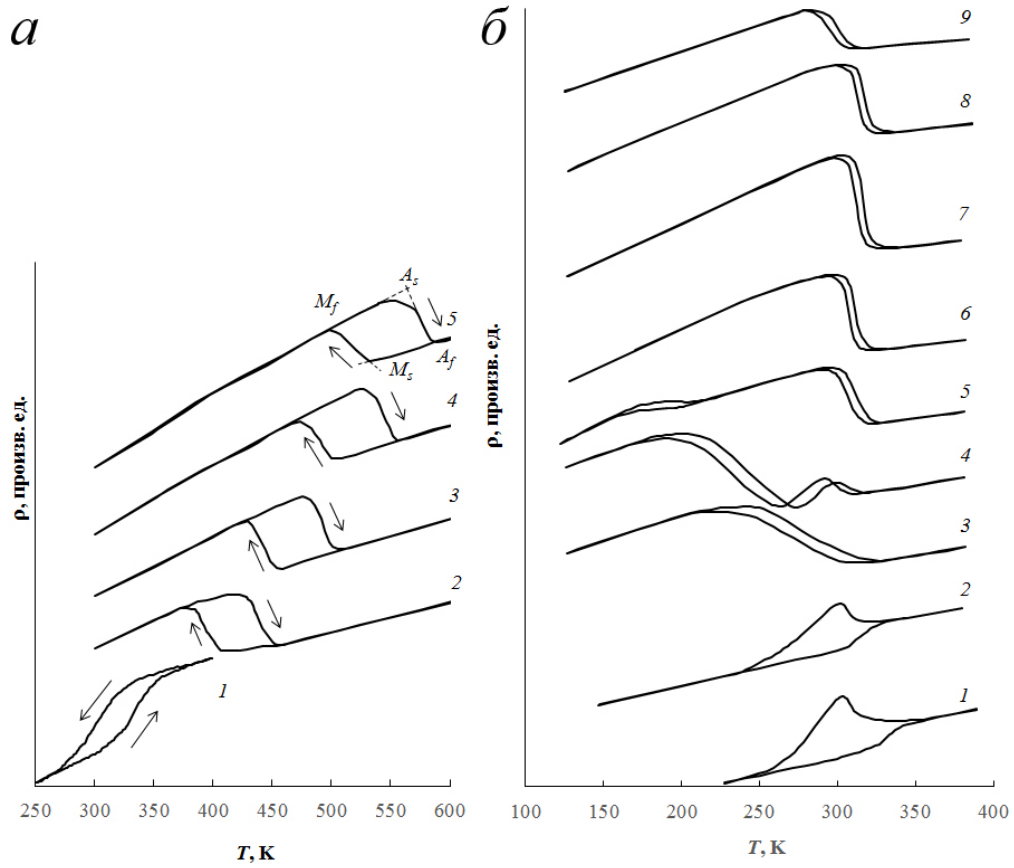


Рис. 1. Температурные зависимости электросопротивления литых сплавов $Ni_{50}Ti_{50-y}Hf_y$ (*а*) (кривые 1 – 0%Hf, 2 – 12%Hf, 3 – 15%Hf, 4 – 18%Hf, 5 –20% Hf) или БЗР сплавов $Ti_{50}Ni_{50-x}Cu_x$ (*б*) (кривая 1 – 2%Cu; 2 – 2%Cu; 3 – 5%Cu; 4 – 10%Cu; 5 – 15%Cu; 6 – 20%Cu; 7–25%Cu; 8 – 28 %Cu; 9 – 34%Cu)

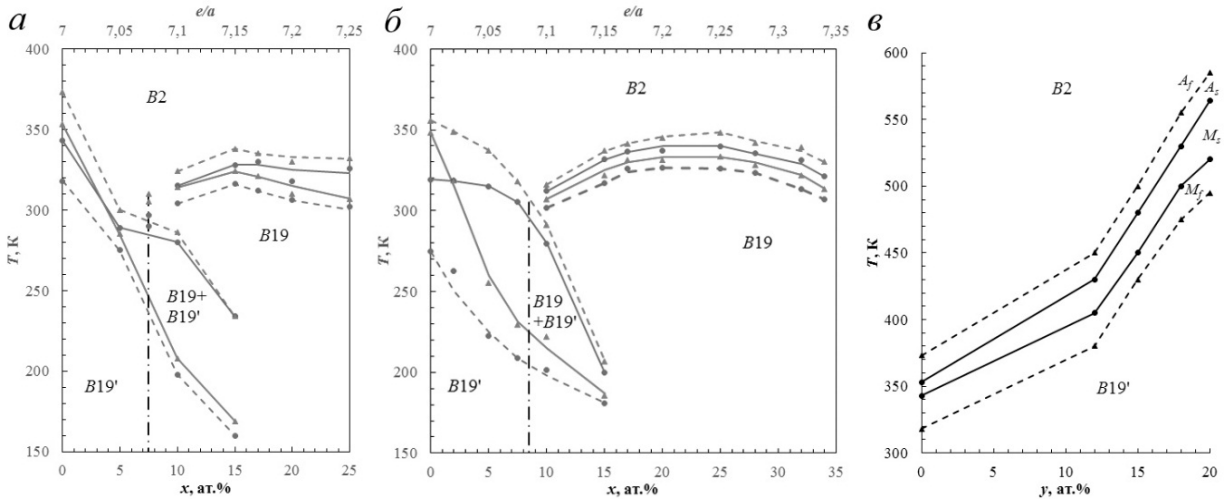


Рис. 2. Диаграммы ТМП систем $Ti_{50}Ni_{50-x}Cu_x$ (*а* – МЗ сплавы, *б* – УМЗ сплавы) и $Ni_{50}Ti_{50-y}Hf_y$ (*в*, МЗ-сплавы)

Электронномикроскопические снимки имели типичный для аморфного состояния слабо выраженный контраст типа "соль-перец" и содержали изображения отдельных

редких включений-сферолитов кристаллических фаз (рис. 3*а*). Однако, на темнопольных изображениях в первом сильном гало обнаруживается "светящийся" контраст от наноструктурных областей размером до 2-4 нм (рис. 3*б*).

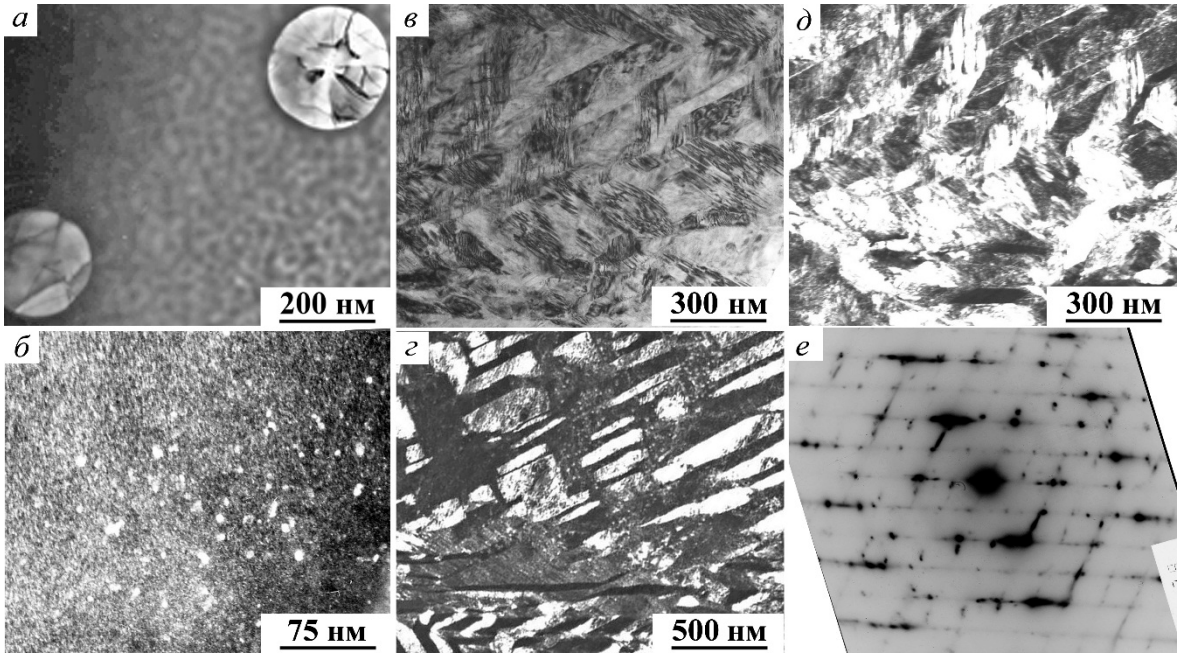


Рис. 3. Светло- (*а, в*) и темнопольные (*б, д, г*) ПЭМ изображения и соответствующая микроэлектронограмма (*е*) сплавов $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$ (*а, б*) и $Ni_{50}Ti_{32}Hf_{18}$ (*в-е*)

ПТО аморфных БЗР сплавов привела к их кристаллизации, начиная от температуры 450°С. Затем происходила тотальная нанокристаллизация с образованием однородного нанокристаллического или бимодального нано- и субмикрокристаллического состояния в зависимости от температуры ПТО и степени отклонения химического состава сплава от стехиометрического квазибинарного.

Данные сплавы испытывали высокотемпературные ТМП B2↔B19↔B19' (в сплавах, содержащих Cu) или B2↔B19' (в сплавах бинарном или содержащих Hf) и демонстрировали соответствующие ЭПФ, как и ультрамелкозернистые после ПТО исходно аморфных сплавов.

Измерения показали, что прочные и пластичные мелкозернистые деформируемые сплавы TiNi–TiCu, легированные медью от 2 до 25 ат.%, имеют следующие механические свойства: σ_B – 850–740 МПа, σ_M – 150–50 МПа, δ – 25–20%, ε – 4,5–3,0 %. Важно, что по сравнению со сплавом $Ti_{50}Ni_{50}$ их температурный гистерезис уменьшается вдвое (от 40 до 20 К) и остается несколько выше комнатной температуры при его слабой зависимости от концентрации меди.

Синтез высокопрочных УМЗ сплавов с ЭПФ в виде тонкомерных лент, основанный на применении технологии спиннингования струи расплава для нестехиометрических сплавов типа $Ti_{50+x}Ni_{25-x}Cu_{25}$ ($x \leq \pm$ 1 ат.%), $Ti_{50+y}Ni_{25}Cu_{25-y}$, ($y \leq \pm$ 1 ат.%), $Ni_{49,6}Ti_{50,4-z}Hf_z$ ($12 \leq z \leq 20$ ат.%), обеспечивает следующие механические свойства. Для УМЗ сплавов, легированных медью, они варьируют в пределах: σ_B – 850-1550 МПа, $\sigma_{0,2}$ – 620-1200 МПа, σ_M – 100-50 МПа, σ_p – 620-1110 МПа, δ – 9-12 %, ε – 3-5 %. Механические свойства УМЗ сплавов, легированных гафнием, варьируют в пределах: σ_B – 1000-1100 МПа, σ_M – 210-300 МПа, δ – 10-14 %, ε – 4-5 %.

Исследование выполнено за счет гранта РНФ №15-12-10014.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОТКОЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ВАНАДИИ

Савельева Н.В., Баяндин Ю.В., Наймарк О.Б.

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

В настоящее время процессы, протекающие при динамических и ударно-волновых воздействиях, являются объектом интенсивного изучения. Основной целью этих исследований является установление связи механизмов структурной релаксации, обусловленных многомасштабной кинетикой развития дефектов, с особенностями упругопластических переходов, включая выделение и релаксацию упругого предвестника, формирование пластических фронтов и стадийность развития разрушения, определенные взаимодействием волн сжатия и разрежения. Физическая картина высокоскоростной деформации твердого тела имеет сложный характер, который определяется как свойствами материала, так и характеристиками импульса нагружения. Изучение реакции материалов проводится экспериментально и теоретически на основе разработанных математических моделей.

В настоящей работе проведено исследование поведения образцов из поликристаллического ванадия при ударно-волновом нагружении. Экспериментальная методика реализована с использованием взрывного генератора динамических давлений. В результате получены профили скорости свободной поверхности для различных толщин мишеней и ударников (рис. 1).

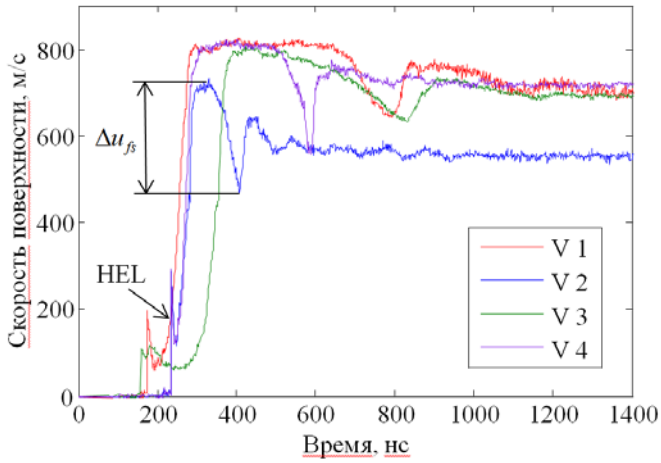


Рис. 1. Профили скорости свободной поверхности для образцов из ванадия V1, V2, V3, V4 толщиной 5, 2, 10 и 2 мм соответственно [1]

Форма профилей на рисунке 1 является типичной для широкого класса металлов. На волновых профилях фиксируется выход на свободную поверхность упругого предвестника с резким скачком напряжения до величины динамического предела упругости (HEL), и следующей за ним пластической волны сжатия. При этом регистрируется «зуб» на фронте упругого предвестника, что обычно связывается с интенсивным размножением дислокаций на начальном этапе деформирования. Выход волны сжатия на поверхность образца и формирование волны разрежения сопровождается понижением скорости свободной поверхности. В результате отражения импульса сжатия от свободной поверхности образца внутри него формируется область с растягивающими напряжениями, в которой развивается откольное разрушение. Этот вид разрушения материала (откол) сопровождается резким падением сопротивления растяжению и приводит к формированию

волны сжатия, которая выходит на поверхность в виде, так называемого, откольного импульса и вновь увеличивает скорость свободной поверхности. По длительности откольного импульса можно определить толщину откольной пластины. Опыты с одинаковыми толщинами мишеней выявили хорошую повторяемость результатов.

Прочностные характеристики исследовались на основе определения динамического предела прочности, или откольной прочности. Эта величина пропорциональна декременту скорости свободной поверхности Δu_{fs} (рисунок 1). В акустическом приближении σ_{sp} имеет вид:

$$\sigma_{sp} = \frac{1}{2}\rho_0 c_b \left(\Delta u_{fs} + \theta\right),$$

где θ – поправка, которая рассчитывается в предположении простой суперпозиции падающей волны разрежения и откольного импульса.

С использованием результатов статистико-термодинамической модели коллективного поведения ансамблей дефектов (микротрещин, микросдвигов) развито континуальное описание среды с дефектами, сформулирована система определяющих соотношений [2], связывающих механизмы структурной релаксации, обусловленные зарождением и развитием дефектов, с кинетическими закономерностями упругопластических переходов, стадийностью разрушения. Широкодиапазонные определяющие соотношения основаны на введении структурных переменных – тензора плотности дефектов (деформация, индуцированная дефектами) p_{ik} и параметра структурного скейлинга δ (отношение среднего размера дефектов к расстоянию между ними), который определяет текущую восприимчивость материала к зарождению и росту дефектов [3]. Данные структурные переменные имеют смысл независимых термодинамических параметров неравновесной системы твердое тело с дефектами и характеризуют многомасштабную поврежденность материала. Термодинамическое состояние твердого тела описывается нелинейным видом потенциала – неравновесной свободной энергии среды с дефектами $F(p_{ik}, \delta)$.

Постановка задачи о динамическом и ударно-волновом нагружении материалов включает:

Балансовые уравнения	Определяющие уравнения
законы сохранения импульса: $\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} = \rho \ddot{\mathbf{u}}$	закон Гука в скоростной форме $\dot{\boldsymbol{\sigma}} = \lambda I_1(\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^e)\mathbf{I} + 2G\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^e$
законы сохранения массы: $\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt} = -\nabla \cdot \mathbf{v}$	кинетические уравнения тензора плотности дефектов и параметра структурного скейлинга $\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{A}_1 \cdot\cdot \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p - \mathbf{A}_2 \cdot\cdot \dot{\mathbf{p}}$, $-\frac{\partial F}{\partial \mathbf{p}} = \mathbf{A}_3 \cdot \dot{\mathbf{p}} - \mathbf{A}_2 \cdot\cdot \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p$, $-\frac{\partial F}{\partial \delta} = A_4 \dot{\delta}$
кинематическое соотношение для скоростей деформации в предположении малых величин деформаций $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}} = \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^e + \dot{\mathbf{p}} + \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p$	

где $\mathbf{A}_1, \mathbf{A}_2, \mathbf{A}_3$ – положительно определенные тензоры четвертого ранга, A_4 – положительный кинетический коэффициент, которые в общем случае могут зависеть от всех термодинамических параметров.

Моделирование откольного разрушения в условиях плоского удара применительно к ванадию реализовано с использованием параметров, идентифицированных при обработке динамических экспериментов [2]. Результаты расчета профилей скорости свобод-

ной поверхности позволили оценить зависимость величины откольной прочности от скорости деформации и сравнить их с экспериментальными данными [1,4] (рис. 2).

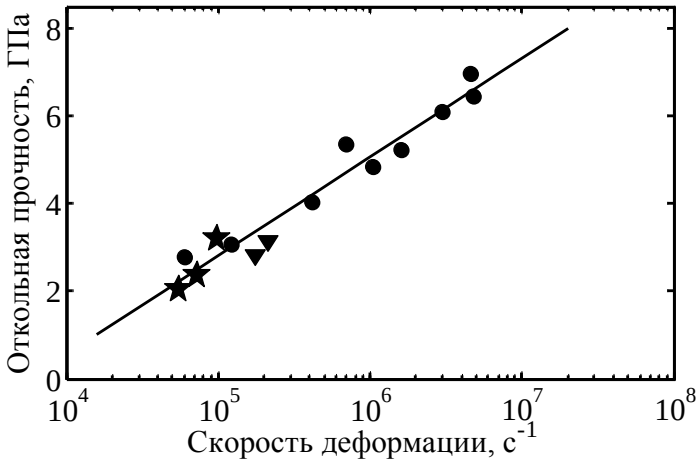


Рис. 2. Зависимость откольной прочности от скорости деформации: ● – эксперимент [1], ★ – модельный расчет, ▼ – эксперимент [4]

Выбор критерия разрушения при разработке модели обоснован тем, что отражение упругопластической волны сжатия от свободной поверхности и формирование волны разрежения в объеме мишени сопровождается локализацией зоны поврежденности, представляющей собой область концентрации дефектов с выраженной объемной модой (микротрещин) и нелинейной кинетикой роста дефектов. Таким образом, в представленной модели разрушение наступает, когда рост дефектов приводит к развитию кинетики «обострения» в зоне формирования откола при достижении некоторых критических значений объемной плотности дефектов (разрыхления).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (14-01-00842 А).

Список литературы

1. Савельева Н.В., Баяндин Ю.В., Савиных А.С., Гаркушин Г.В., Ляпунова Е.А., Разоренов С.В., Наймарк О.Б. Особенности упругопластического перехода и разрушения ванадия при ударно-волновом нагружении // Письма в ЖТФ. – 2015. – Т.41, вып.12. – С.32-39.
2. Савельева Н.В., Баяндин Ю.В., Наймарк О. Б. Численное моделирование деформирования и разрушения металлов в условиях плоского удара // Вычисл. мех. сплош. сред. – 2012. – Т. 5, № 3. – с. 300-307.
3. Наймарк О.Б. Коллективные свойства ансамблей дефектов и некоторые нелинейные проблемы пластичности и разрушения // Физическая мезомеханика. – 2003. – Т.6, №4. – С. 45-72.
4. Zaretsky E.B., Kanel G.I. Tantalum and vanadium response to shock-wave loading at normal and elevated temperatures. Non-monotonous decay of the elastic wave in vanadium // Journal of Applied Physics. – 2014. – V.115, Is. 24. – P. 243502.

ВЛИЯНИЕ МАКСИМАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ТЕРМОЦИКЛА НА МАРТЕНСИТНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В СПЛАВЕ TiNi

Сибирев А.В., Беляев С.П., Реснина Н.Н.

Санкт-Петербургский государственный университет, Россия
alekspb@list.ru

Сплавы с эффектом памяти формы обладают уникальной особенностью: во время охлаждения под нагрузкой они способны накапливать деформацию, а при последующем нагреве восстанавливать исходные размеры. Причиной является, то, что сплавы с эффектом памяти формы испытывают термоупругие мартенситные превращения. Так никелид титана в аустенитной (высокотемпературной) фазе имеет B2 решётку, упорядоченную по типу CsCl, а при низкой температуре – моноклинную решётку – B19´. При этом в результате мартенситного првращения может возникать 24 кристаллографически эквивалентных варианта B19´ фазы. При отсутствии внешних воздействий образование каждого варианта равновероятно. В случае если на образец действует поле внешних напряжений, то при превращении более вероятным будет образование тех вариантов мартенсита, в которых сдвиг будет со-направлен с действующим напряжением. Таким образом, при теплосменах под нагрузкой происходит обратимое изменение размеров образца из сплава с памятью формы, то есть наблюдаются эффекты памяти формы. Параметры эффектов памяти формы являются зависимыми от параметров мартенситных превращений. Эти параметры могут меняться в результате различных воздействий на сплав. Так известно, что термоциклирование сплавов с эффектом памяти формы приводит к изменению температур и стадийности мартенситных превращений [1,2]. Это связано с тем, что во время прямого мартенситного превращения в области растущей мартенситной пластины создаются высокие локальные напряжения, которые могут превышать дислокационный предел текучести. В этом случае происходит необратимое движение дефектов кристаллической решетки (дислокаций) и увеличение их плотности а, следовательно, возникновение локализованной пластической деформации. Этот процесс является необратимым при обычных условиях, однако, известно, что в металлах существует явление возврата, то есть полное или частичное восстановление микроструктуры при нагреве [3]. Сначала при увеличении температуры в сплаве протекают процессы с низкой энергии активации, они приводят к исчезновению точечных дефектов. При дальнейшем увеличение температуры происходит перестроение дислокационной структуры, а затем и её исчезновение, с последующей рекристаллизацией. Так как изменение плотности дефектов в сплаве приводит к изменению параметров мартенситных превращений, необходимо учитывать вклад явления возврата в изменение функциональных свойств при термоциклировании сплавов с эффектом памяти формы. Скорость протекание процессов возврата зависит от температуры, поэтому в данной работе было исследовано влияние максимальной температуры в термоцикле на скорость изменения температур мартенситных превращений и величины удельного электросопротивления при термоциклировании сплава TiNi.

Исследование проводили на проволочных образцах сплава TiNi диаметром 0,5 мм компании МАТЕКС методом 4-х зондового измерения электросопротивления. Образцы были предварительно подвергнуты отжигу при температуре 500 °C в течение 1 часа, после отжига сплав испытывал B2→B19' мартенситное превращение при охлаждении (температуры начала и конца прямого превращения: $M_Н$ = 64 °C, $M_К$ = 56 °C), а при нагреве B19'→ B2 превращение (температуры начала и конца обратного превращения: $A_Н$ = 84 °C, $A_К$ = 98 °C). Затем образцы подвергли термоциклированию со скоростью 5–7 °C/мин в интервалах температур 140 ÷ 0 °C и 200 ÷ 0 °C, во время термоциклирования регистрировали температуру образца и его удельное электросопротивление. Между не-

которыми термоциклами были выполнены выдержки при комнатной температуре продолжительностью свыше 14 часов. По зависимостям удельного электросопротивления от температуры методом касательных определили температуры мартенситных превращений. После первого цикла на зависимостях наблюдали появление пика электросопротивления связанного с образованием R-фазы в образце. На рисунке 1 представлены зависимости температур превращения при термоциклировании от номера термоцикла, $R_Н$ – температура начала B2→R превращения, $R_П$ – температура, соответствующая локальному максимуму удельного электросопротивления.

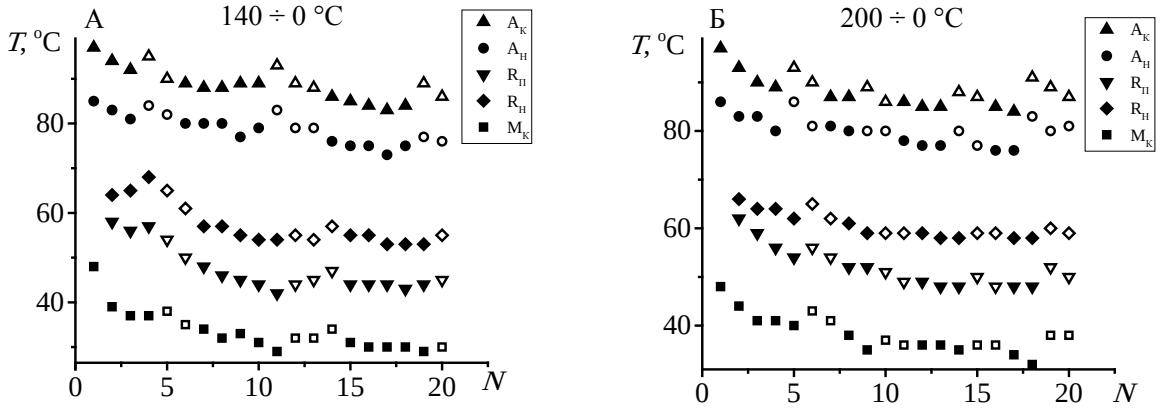


Рис. 1. Зависимости температур мартенситных превращений от номера термоцикла, полученные при термоциклировании образцов TiNi в интервале температур 140 ÷ 0 °C (А) и 200 ÷ 0 °C (Б).

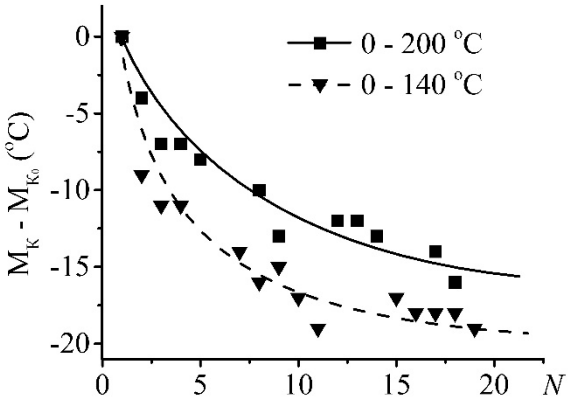


Рис. 2. Зависимости изменения температуры завершения прямого мартенситного превращения в сплаве TiNi от номера термоцикла

Видно, что с увеличением числа термоциклов температуры мартенситных превращений снижаются, не закрашенными символами обозначены циклы, выполненные сразу после выдержек при комнатной температуре. После выдержки температуры мартенситных превращений незначительно возрастали, затем в течение последующих нескольких термоциклов возвращались к значениям до выдержки. На рисунке 2 представлено сравнение зависимостей снижения температур конца прямого мартенситного превращения от номера термоцикла при термоциклировании в различных интервалах температур. Видно, что при термоциклировании в интервале температур 140 ÷ 0 °C значение температуры $M_К$ снижается значительно быстрее, чем во время термоциклирования в интервале температур 200 ÷ 0 °C.

Изменение температур мартенситных превращений связано с изменением плотности дефектов в сплаве [1], поэтому для того чтобы оценить интегральное изменение

плотности дефектов в сплаве вычислили приращение удельного электросопротивления при температуре 20 °С, когда сплав находился полностью в мартенситном состояние. На рисунке 3 представлены полученные зависимости приращения удельного электросопротивления сплава при термоциклировании (не закрашенными символами обозначены циклы, выполненные сразу после выдержек). Видно что, с увеличением номера термоцикла удельное электросопротивление возрастает. При этом во время термоциклирования в интервале температур 200 ÷ 0 °С увеличение удельного электросопротивления за одинаковое число термоциклов было ниже, чем при термоциклировании в интервале температур 140 ÷ 0 °С. Выдержки при комнатной температуре приводят к снижению значения удельного электросопротивления.

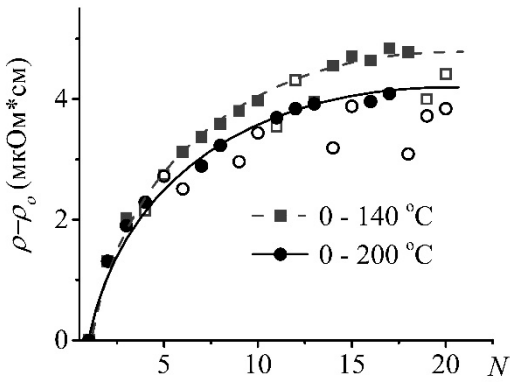


Рис. 3. Зависимости приращения удельного электросопротивления сплава от номера термоцикла, полученные при термоциклировании образцов сплава TiNi.

Таким образом, можно сделать следующие выводы:

1. Скорость изменения температур мартенситных превращений и величины удельного электросопротивления при термоциклировании сплава TiNi зависит от максимальной температуры в термоцикле. Чем выше максимальная температура в термоцикле, тем меньше изменения за один термоцикл.
2. Влияние значения максимальной температуры в термоцикле на скорость изменения температур мартенситных превращений и величины удельного электросопротивления при термоциклировании сплава TiNi связано с уменьшением плотности дефектов.
3. Выдержка при комнатной температуре приводит к частичному восстановлению свойств материала.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-31-60043 мол_а_дк.

Список литературы

1. Miyazaki S., Igo Y., Otsuka K. Effect of thermal cycling on the transformation temperatures of TiNi alloys // Acta Met. 1986. Vol. 34. P. 2045–2051.
2. Tang W., Sandström R. Analysis of the influence of cycling on TiNi shape memory alloy properties // Mater. Des. 1993. Vol. 14, № 2. P. 103–113.
3. Мартин Д., Доэрти Р. Стабильность микроструктуры металлических систем. Атомиздат / ed. Быкова В.Н. Москва, 1978. 280 p.

СТРУКТУРНЫЕ И МЕХАНИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ФОРМИРОВАНИЯ ПОЛОС АДИАБАТИЧЕСКОГО СДВИГА ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ И ПРОБИВАНИИ ПРЕГРАД

Соковиков М.А., Билалов Д.А., Чудинов В.В., Оборин В.А., Уваров С.В., Наймарк О.Б.

ИМСС УрО РАН, Пермь, Россия,
sokovikov@icmm.ru

Изучались неустойчивость и локализация пластической деформации пластического деформирования при динамическом нагружении. Для теоретического анализа использовалась ранее разработанная теория, в которой методами статистической физики и термодинамики необратимых процессов изучается влияние микросдвигов на пластические свойства твердых тел [1].

Исследовалось поведение образцов в режиме близком к чистому сдвигу при динамическом нагружении на стержне Гопкисона – Кольского. Для этого были разработаны образцы специальной формы и оснастка, обеспечивающие реализацию плоского деформированное состояния. Кроме того исследовались образцы типа «сдвиг-сжатие» [2]. В режиме реального времени боковая поверхность образцов исследовалась с помощью высокоскоростной инфракрасной камеры CEDIP Silver 450M (чувствительность не менее 25 мК при 300°K, спектральный диапазон 3-5 мкм, максимальный размер кадра 320x240 точек). Полученное распределение температурного поля в различные моменты времени позволило судить о развитии процесса локализации пластической деформации, рис.1.

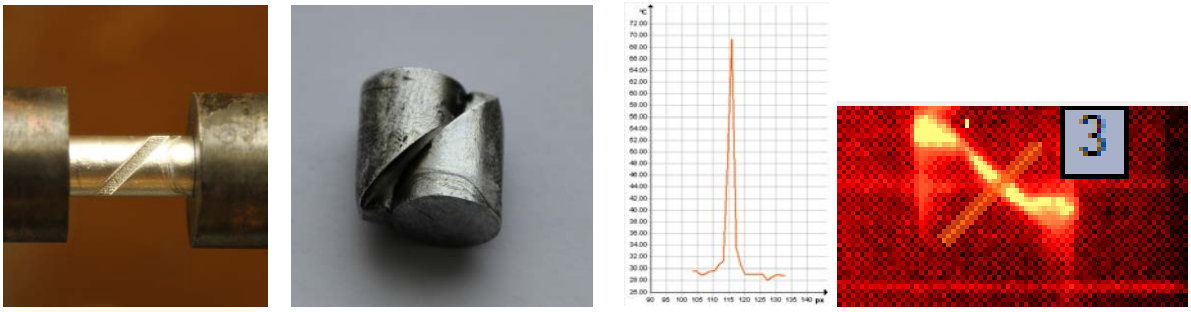


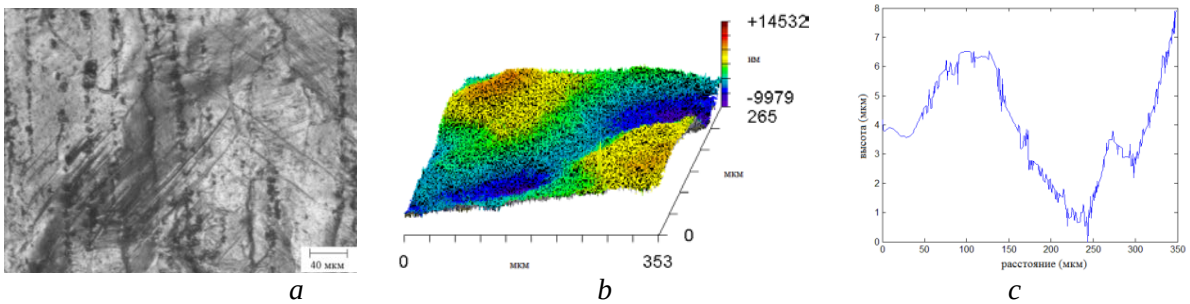
Рис.1. Образец между входным и выходным стержнями Гопкинсона–Кольского образец после испытания, распределение температуры по координате перпендикулярно области сдвига и инфракрасное изображение в процессе деформирования, материал АМг6

Исследования процесса деформирования на стержне Гопкинсона-Кольского с помощью инфракрасной камеры в режиме реального времени указывают на то, что значения температур в областях локализации пластической деформации не превышают ~70^0C для сплава АМг6.

Соответствие теоретических предположений о ведущей роли многомасштабных механизмов структурной релаксации, обусловленных коллективным поведением ансамблей дефектов, развитием локализации пластического течения и разрушения исследовалось методами структурного анализа морфологии поверхностного рельефа с использованием оптического интерферометра-профилометра NewView-5010 для последующего вычисления масштабного инварианта (показателя Хёрста) и пространственного масштаба области, на которой наблюдается коррелированное поведение микродефектов, рис.2.

Сравнительный анализ масштабно-инвариантых характеристик динамически нагруженных образцов позволил установить незначительное изменение показателя Херста H ~0,7 в широком диапазоне пространственных масштабов 3-104 мкм. Более содер-

жательные результаты могут быть связаны с изменением как нижнего масштаба, так и верхнего масштаба, что отражает выраженные черты локализации деформации, предшествующей формированию разрушения «адиабатическим сдвигом».



a *b* *c*

Рис.2. Оптическое изображение (*a*) и 3D образ поверхности после деформирования (*b*); характерный одномерный профиль поверхности (*c*)

Проведено изучение пробивания преграды в виде формирования и выноса пробки с использованием высокоскоростной инфракрасной камеры [3]. На оригинальной баллистической установке по изучению пробивания были исследованы образцы, для которых были реализованы режимы импульсного нагружения, сопровождающиеся неустойчивостью пластического течения и выносом пробки. рис.3.

Значения температур в областях локализации пластической деформации не превышают~190^0C, что позволяет сделать вывод о возможности реализации механизма формирования и выноса пробки, не связанных с термопластической неустойчивостью, рис.4.

После эксперимента сохраненные образцы подвергались микроструктурному анализу с помощью оптического микроскопа-интерферометра NewView-5010 и просвечивающего электронного микроскопа. Обнаружено, что имеет место локализация пластической деформации в узкой области по образующей пробки.

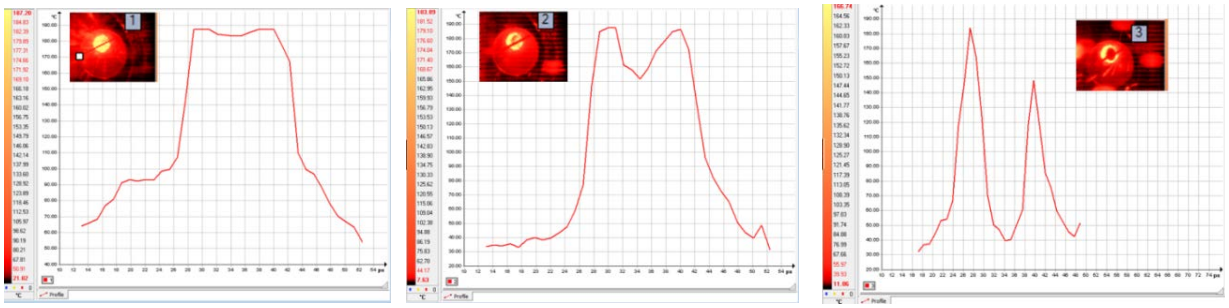
Изучение поверхности разрушения с помощью сканирующего электронного микроскопа показало, что в областях локализации деформации субзерна вытягиваются в полосы и фрагментируются, образуя ультрамикрокристаллическую структуру с размером зерен~300нм. За счет ротационных мод деформации возникают высокоугловые разориентировки зерен [4].

a *b* *c*

Рис. 3. Установка для испытаний образцов на пробивание (*a*); ударник, пробитый образец и выбитая пробка, материал мишени сталь 25ХН3МФС, скорость соударения 378м/с (*b*); схема эксперимента, 1 – образец , 2 – зеркало, 3 – инфракрасная камера (*c*)

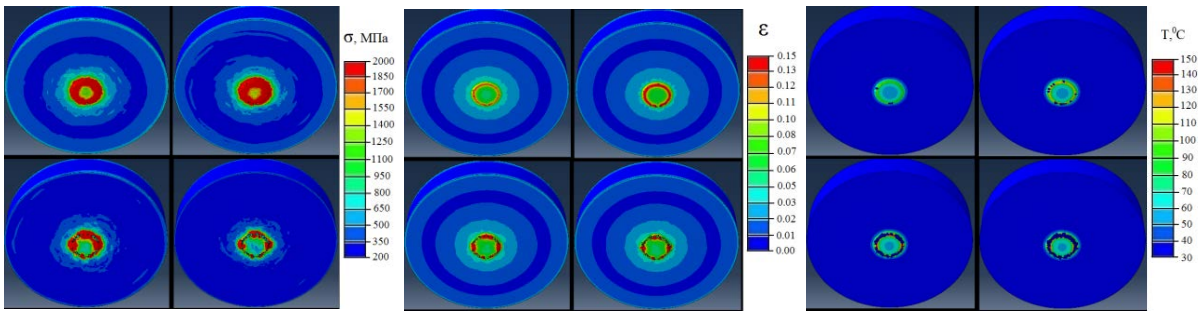
В результате численного моделирования, проведенного с учетом особенностей кинетики накопления микродефектов в материале, полученные поля температур на тыль-

ной поверхности образца при формировании и выносе пробки близки к определенным экспериментально, рис.5.



a *b* *c*

Рис. 4. Инфракрасные образы тыльной поверхности образца и распределение температуры на тыльной поверхности образца в процессе внедрения ударника в образец (*a*); формирования пробки (*b*); после пробивания преграды (*c*)



a *b* *c*

Рис. 5. Результаты численного моделирования пробивания преграды, с учетом особенностей кинетики накопления микродефектов в материале. Эволюция во времени распределения интенсивностей напряжений (*a*), деформаций (*b*) и температуры (*c*) на тыльной поверхности образца

Данные теоретических и экспериментальных исследований позволяют предполагать, что один из механизмов неустойчивости пластического сдвига и локализации пластической деформации при высокоскоростном нагружении обусловлен структурно- кинетическими переходами в ансамблях микродефектов.

Работа выполнена при частичной поддержки грантов РФФИ 14-01-00842_а, 15-02-03225_а, 16-48-590534 р_а

Список литературы

1. Наймарк О.Б. Коллективные свойства ансамблей дефектов и некоторые нелинейные проблемы пластичности и разрушения // Физическая мезомеханика, 2004, Т.6, с. 45-72.
2. Rittel D., Landau P., and Venkert A. // Phys.Rev.Lett. 101, 165501.- 2008
3. Соковиков М.А, Билалов Д.А., Чудинов В.В., Уваров С.В., Плехов О.А., Терехина А.И., Наймарк О.Б. Неравновесные переходы в ансамблях дефектов при динамической локализации пластической деформации // Письма в Журнал технической физики, 2014, Том.40, Выпуск 23, с.82 -88.
4. 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 А6061// Письма в Журнал технической физики, 2012, Том 38, Выпуск 1, с.13-20.

МОРФОЛОГИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ МИКРОПОРЫ В НАПРЯЖЕННОМ ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

Костырко С. А., Соколова Д. С.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия,
s.kostyrko@spbu.ru

Создание бездефектных полупроводниковых пленок и оптических волокон является одним из приоритетных направлений современной микро- и оптоэлектроники. Однако, многие экспериментальные и теоретические исследования отмечают, что уже на стадии выращивания образуются микропоры и трещины. В дальнейшем, в процессе эксплуатации данные дефекты эволюционируют, что непременно приводит к ухудшению свойств и снижению срока службы приборов [1]. Цель настоящей работы заключается в исследовании процесса морфологической трансформации микропор цилиндрической формы под действием диффузионных процессов.

В качестве модели твердого тела с отдельно взятым зародышем рассмотрим упругую плоскость комплексного переменного $z = re^{i\theta}$ с круговым вырезом радиуса a_0. Здесь r, θ – полярная система координат, i – мнимая единица.

Морфологическое изменение поверхности микропоры Г со временем t будем описывать следующей функцией

$$a(\theta, t) = a_0 + A(t)\cos 2\theta\,, \qquad \frac{A(t)}{a_0} = \varepsilon \ll 1 \ \ \forall t, \qquad A(0) = A_0 \neq 0. \tag{1}$$

Устойчивому состоянию цилиндрической формы будут отвечать те значения входящих в решение задачи параметров, при которых амплитуда возмущения A со временем стремиться к нулю

$$\lim_{t\to\infty} A(t) = 0. \tag{2}$$

Предполагается, что поверхность микропоры Г свободна от действия нормальных σ_{nn} и касательных σ_{nt} усилий

$$\sigma_{nn}(z) + i\sigma_{nt}(z) = 0, \qquad z \in \Gamma, \tag{3}$$

а на бесконечности заданы напряжения σ_{jk} $(j,k = \{1,2\})$ в декартовой прямоугольной системе координат (ДПСК) $x_1,\ x_2$ $(z = x_1 + ix_2)$ и угол поворота ω

$$\lim_{z\to\infty} \sigma_{11}(z) = \lim_{z\to\infty} \sigma_{22}(z) = T, \qquad \lim_{z\to\infty} \sigma_{12}(z) = \lim_{z\to\infty} \omega(z) = 0. \tag{4}$$

Следуя работам [3, 4], будем считать, что эволюция поверхности микропоры происходит под действием поверхностной диффузии, определяемой производной химического потенциала. При этом в выражении для химического потенциала мы пренебрегаем температурным слагаемым и в качестве полной энергии системы рассматриваем сумму упругой энергии деформации U и поверхностной энергии γ. Таким образом, на основе первого закона Фика и закона сохранения масс запишем выражение для скорости роста зародыша

$$\frac{\partial a(\theta,t)}{\partial t} = \frac{K_s}{k(\theta,t)}\frac{\partial^2}{\partial\theta^2}[\gamma k(\theta,t) - U(\theta,t)], \qquad K_s = \frac{D_s C_s \Omega^2}{k_b T}, \tag{5}$$

где Ω – атомный объем, D_s – коэффициент поверхностной диффузии, C_s – концентрация вакансий вблизи возмущенной поверхности поры, k_b – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, k – локальная кривизна поверхности Г.

Для интегрирования эволюционного уравнения (5) необходимо определить упругую энергию деформации U на искривленной поверхности Г (1) при действии усилий на

бесконечности (4) и граничных условий (3), а также вычислить кривизну k. Следую методу возмущений [2], функции U и k находим в первом приближении. В качестве малого параметра рассматривается максимальное отклонение ε возмущенной границы микропоры Г от окружности радиуса a_0

$$U(\theta,t)=\frac{\varkappa+1}{16\mu}\left[\sigma_{tt}^{(0)}(\theta,t)+\varepsilon\sigma_{tt}^{(1)}(\theta,t)\right]^2+O(\varepsilon^2),\qquad \varkappa=\frac{\lambda+3\mu}{\lambda+\mu},$$
$$k(\theta,t)=\frac{1}{a_0}[1+3\varepsilon\cos 2\theta]+O(\varepsilon^2), \tag{6}$$

здесь λ, μ – параметры Ламе.

В итоге, задача сводится к вычислению на возмущенной поверхности микропоры окружных напряжений нулевого $\sigma_{tt}^{(0)}$ и первого приближения $\sigma_{tt}^{(1)}$, соответственно. Состояние твердого тела определяется в ходе решения статической задачи плоской теории упругости (1), (3), (4) при фиксированном значении времени t. Согласно работе [2], решение соответствующей краевой задачи основывается на использовании комплексных потенциалов Гурса-Колосова и соотношений Мусхелишвили

$$\sigma_{tt}^{(0)}(\theta)=2T,\sigma_{tt}^{(1)}(\theta)=4T\cos 2\theta. \tag{7}$$

С учетом соотношений (1), (6), (7) интегрирование уравнения (5) при условии $A(0)=A_0$ приводит к следующей зависимости амплитуды A от времени t, физических и геометрических параметров задачи

$$\ln\left(\frac{A(t)}{A_0}\right)=4K_s\left[\frac{(\varkappa+1)T^2}{\mu}-\frac{3\gamma}{a_0}\right]t.$$

Принимая во внимание условие (2), приходим к критерию устойчивости формы микропоры к возмущениям вида (1)

$$\frac{(\varkappa+1)T^2a_0}{\mu\gamma}<3. \tag{8}$$

Критерий (8) позволяет определить критическое значение радиуса микропоры a_{cr} при фиксированном значении усилий T, а также критическое значение усилий T_{cr} при фиксированном значении радиуса a_0, соответственно

$$a_{cr}=\frac{3\mu\gamma}{(\varkappa+1)T^2},\qquad T_{cr}=\sqrt{\frac{3\mu\gamma}{a_0(\varkappa+1)}}.$$

Рассмотренный подход позволяет лишь определить значение параметров, при которых происходит потеря морфологической устойчивости поверхности зародыша. Для того, чтобы изучить эволюцию формы микропоры, было предложено использовать метод молекулярной динамики (МД). В качестве моделируемого образца был рассмотрен кристаллит меди, содержащий 256000 атомов и имеющий форму куба размером $20r_0\times 20r_0\times 20r_0$, где $r_0=0.361$ нм – расстояние между атомами меди. Ориентация кристоллита задавалась следующим образом: ось X ДПСК совпадает с кристаллографическим направлением (100), ось Y – (010), ось Z – (001). Межатомные взаимодействия описывались потенциалом Морзе

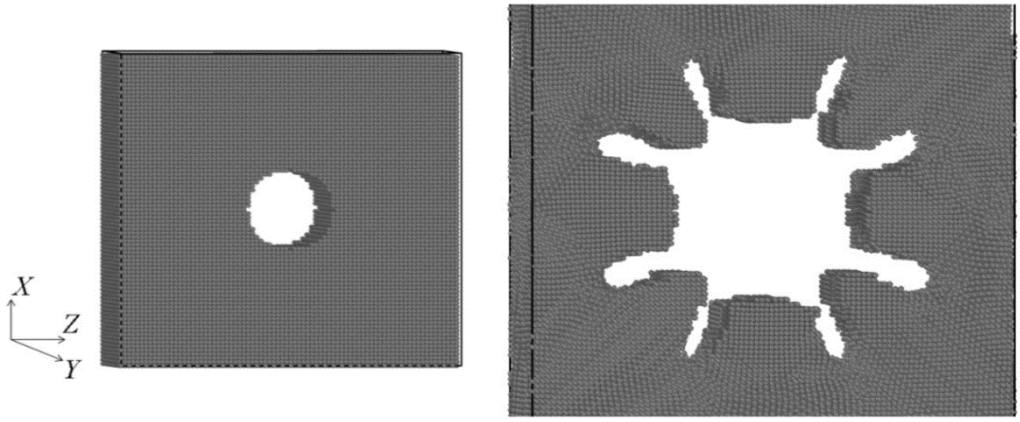
$$\phi\left(r_{jk}\right)=D\left[1-e^{-\beta(r_{jk}-r_0)}\right]^2,$$

здесь $D=0.3439$ эВ, $\beta=13.59$ нм$^{-1}$ – константы материала, r_{jk} – расстояние между атомами после деформирования.

Для минимизации влияния малого размера моделируемой области использовались периодические граничные условия, т.е. предполагалось, что частица, вышедшая из

моделируемой ячейки через одну грань, тут же возвращается в нее через противоположную без изменения вектора скорости.

Цилиндрическая микропора создавалась удалением соответствующих атомов вдоль оси Y (рис. 1$а$)). После создания микропоры проводилась структурная релаксация путем минимизации потенциальной энергии системы. Шаг интегрирования по времени выбирался равным $\Delta t = 5$ фс. После чего размер ячейки изменялся в направлении оси X и Z и также проводилась релаксация. В ходе численных экспериментов было исследовано влияние деформации, а также различных значений радиуса микропоры на процесс потери устойчивости. Так, к примеру, при значениях компонентов тензора деформации $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = 0.2$ и радиусе $a_0 = 5$ нм наблюдалось образование глубоких выемок, как это показано на рис. 1$б$).



а *б*

Рис. 1. Эволюция формы микропоры

Таким образом, на основе уравнений термодинамики и полученного ранее в работе [2] решения о напряженно-деформированном состоянии твердого тела с почти круговым отверстием проанализировано влияние физических и геометрических параметров на устойчивость дефектов. С использованием метода молекулярной динамики исследована кинетика диффузионного роста.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 14-01-00260.

Список литературы

1. Пронина Ю.Г. Исследование возможности образования и развития пор в твердых телах в рамках деформационной теории Девиса–Надаи // Известия РАН. Механика твердого тела. 2014. № 3. С. 79–92.
2. Башканкова Е.А, Вакаева А.Б, Греков М.А. Метод возмущений в задаче о почти круговом отверстии в упругой плоскости // Известия РАН. Механика твердого тела. 2015. № 2. С. 106–117.
3. Костырко С.А., Шувалов Г.М. Образование дефектов поверхности многослойного пленочного покрытия при диффузионных процессах // Процессы управления и устойчивость. 2014. Т. 1. № 1. С. 169–174.
4. Костырко С.А., Шувалов Г.М. Влияние поверхностной диффузии на морфологическую устойчивость поверхности многослойного пленочного покрытия // Процессы управления и устойчивость. 2015. Т. 2. № 1. С. 190–195.

ФОРМАЦИОННОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ЗЁРЕННОЙ СТРУКТУРЫ В ИСХОДНО МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ СПЛАВЕ Ni_3GE

Старенченко В.А.[1], Пилюгин В.П.[2], Соловьева Ю.В.[1], Старенченко С.В.[1], Соловьев А.Н.[1],Липатникова Я.Д.[1], Антонова О.В.[2], Плотников А.В.[2], Власова А.М.[2], Толмачев Т.П.[2], Гринберг Б.А.[2]

[1]Томский государственный архитектурно-строительный университет, Томск, Россия,
j_sol@mail.ru
[2]ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, Россия,
highpress@imp.uran.ru

Выяснение механизмов упрочнения монокристаллов интерметаллидов со сверхструктурой $L1_2$, являющихся основой жаропрочных суперсплавов, при деформационной фрагментации под воздействием мегапластических деформаций и выявление оптимальных режимов температурно-деформационных обработок, оказывающие влияние на пути формирования и конечное высокопрочное структурное и фазовое состояние, вплоть до нанокристаллического является интересной и важной научно-практической задачей. Объектом настоящего исследования является монокристаллический модельный сплав Ni_3Ge (изоструктурный Ni_3Al), имеющий ярко выраженную температурную аномалию механических свойств (предел текучести возрастает пиково на порядок при росте температуры). Цель работы – деформационное формирование зёренной структуры под воздействием мегапластических деформаций из исходного монокристаллического состояния.

Формирование зёренной проводилось двумя способами: 1) локально через проявление эффекта высокотемпературной суперлокализации при деформации монокристаллов осадкой; 2) интегрально во всём образце в условиях высоких механических напряжений – методом сдвига (кручения) под высоким давлением в камере Бриджмена.

Особый интерес представляет изучение процесса формирования зёренной структуры в полосе суперлокализации пластической деформации. В локальной зоне кристалла естественным образом реализуются условия, при которых скорость пластической деформации оказывается на два порядка выше скорости квазистатической деформации, и сдвиговая деформация составляет тысячи процентов при общей средней деформации порядка десяти процентов. Рисунок 1 иллюстрирует деформационное расслоение кристалла на локальную зону интенсивного сдвигообразования, внутри практически недеформируемой матрицы, наблюдаемое на монокристаллах сплава Ni_3Ge с ориентировкой [001] при высокотемпературной деформации ($T>0,5T_{пл}$). На кривой деформационного упрочнения в этом случае можно выделить две стадии предшествующие формированию локальных поликристаллических областей в монокристалле (рис. 2) и собственно стадию формирования зёренной структуры:

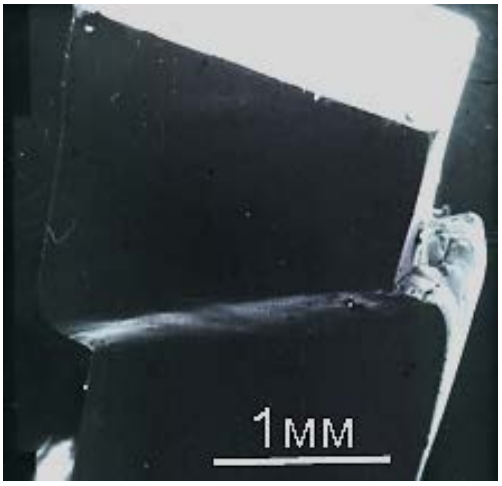


Рис. 1. Полоса суперлокализации деформации монокристалла Ni_3Ge при температуре 973К

1. Начальная стадия деформации, наблюдающаяся до степени деформации 3 – 4%, является стадией однородного скольжения, в процессе которого происходит очень быст-

рое накопление дислокаций до плотностей (2–3)·10^{10} $см^{-2}$. (Такая плотность дислокаций достигается, например, при комнатной температуре, лишь при степенях деформации, соответствующих разрушению (ε ≈ 19 – 20 %).

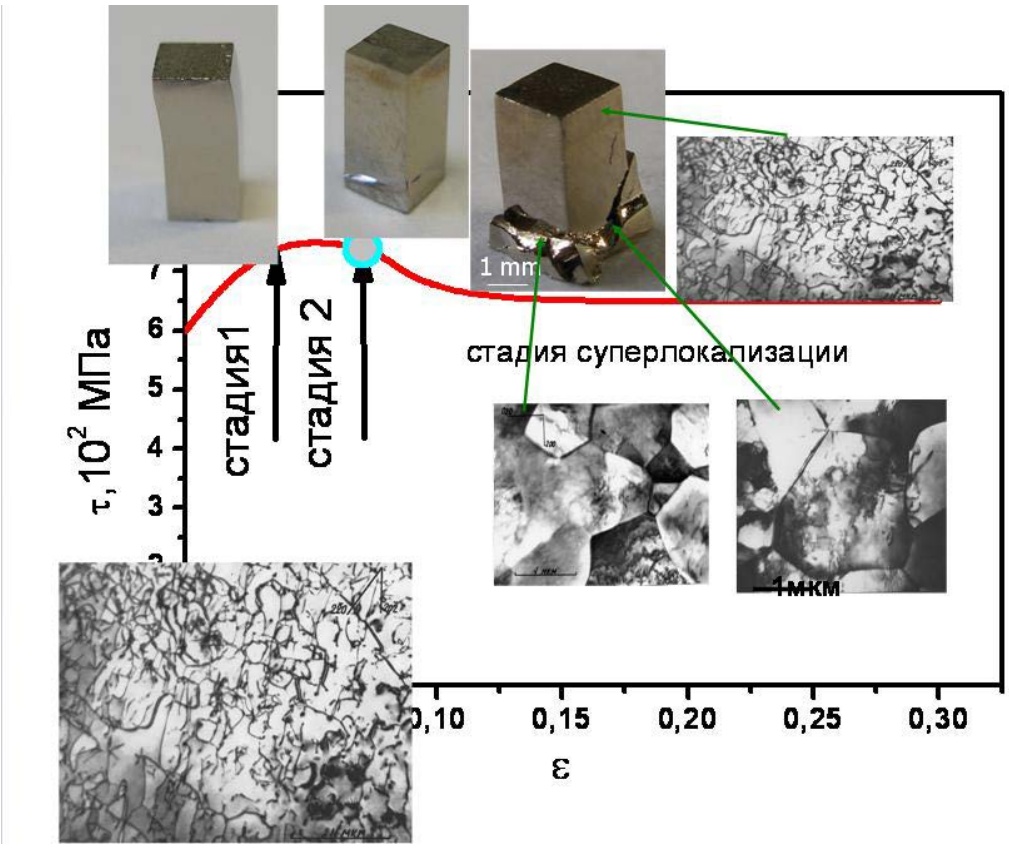


Рис. 2. Стадии на кривой течения, характеризующейся потерей устойчивости пластической деформации

2. Стадию с нулевой скоростью накопления дислокаций по-прежнему реализуется однородным скольжением, однако, плотность дислокаций на этой стадии остается на неизменном уровне. Стадия является стадией равновесия процессов размножения и аннигиляции дислокаций. Поскольку движение дислокации через дислокационный лес неизбежно приводит к генерации точечных эффектов, то, по-видимому, вследствие высокой плотности дислокаций леса на этой стадии происходит значительное накопление в кристалле точечных дефектов. Об этом свидетельствуют многочисленные петли, наблюдаемые в дислокационной структуре.

3. Стадия распада однородной дислокационной структуры, которая одновременно является стадией суперлокализации деформации. Плотность точечных дефектов, дислокаций, уровень напряженного состояния и температура оказываются достаточными для развития флуктуаций неоднородностей в формирующейся дислокационной структуре. Следует отметить при этом особую роль точечных дефектов, поскольку именно они определяют в этих условиях возможность некристаллографического движения дислокаций вследствие сочетания консервативного и неконсервативного движений. Это, в свою очередь, создает возможность произвольных перераспределений дислокаций. В локальных областях деформация сопровождается возникновением поворотов отдельных частей кристалла, образующихся, по крайней мере, на начальных стадиях, из-за перестройки дислокаций в границы фрагментов, о чем свидетельствует наличие свободных от дислокаций внутренних областей фрагментов. При этом формируется поликристаллическая

локальная полоса с микронным размером кристаллитов, пластическая деформация в которой может составлять сотни тысяч процентов.

Вторым способом формирования зеренной структуры, примененным в настоящей работе, была интенсивная пластическая деформация тонких образцов сдвигом под высоким давлением в наковальнях Бриджмена. На твердосплавных (ВК-6, твердость HRC = 92) вращаемых наковальнях Бриджмена при температуре 293К деформировали монокристаллические образцы Ni_3Ge в форме квадратных пластин 3,0×3,0×0,3 мм^3, с ориентировкой плоских сторон в направлении [001]. Образец сжимали между твёрдых пуансонов и по достижении среднего квазигидростатического давления 8,0 ГПа образец скручивали между пуансонами наковален до заданных углов: π/12, π/2, 6 π. Для исследования структурного состояния деформированных образцов методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ QUANTA-200) изучались поверхности торцевых изломов образцов, разрушенных в схеме на изгиб при комнатной температуре. На рис. 3, приведены изображения поверхностей разрушения изломом (изгибом) исходно монокристаллического Ni_3Ge упорядоченного сплава, деформированного кручением под высоким давлением на разные степени деформации.

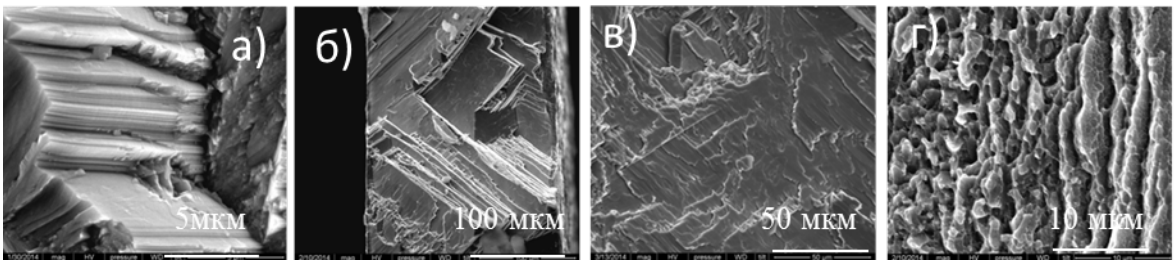


Рис. 3. Поверхность разрушения после деформации сдвигом под давлением 8 ГПа на разные степени деформации *а*) осадка без поворота (0°); *б*) π/12; *в*) π/2; г) 6 π

Поверхность разрушения монокристаллических образцов Ni_3Ge, деформированных осадкой без поворота (рис.3 *а*), свидетельствует о хрупком характере разрушения по типу разрушения по плоскостям спайности – разрушение сколом. Сохраняется кубическая кристаллография разрушения, обусловленная ГЦК - структурой монокристалла и при малых степенях деформации (рис.3 *б*). После увеличение угла кручения до π/2 (рис. 3 в) характер разрушения остается хрупким, в то же время есть признаки активной фрагментации микроструктуры, что выражается в искривлении границ сколов, потери прямолинейности и кристаллографичности ступенчатой структуры скола, хотя линии границ скола близкие к прямым также встречаются. На стадии деформации от угла поворота равного π/2 до 6 π происходит переход от хрупкого характера разрушения монокристаллов сколом к межзеренному механизму по вязкому типу в поликристаллическом состоянии. Фрактограммы образцов после деформации равной трем оборотам (6 π) показывают вязкое внутризеренное разрушение. Поверхность излома отражает зёренную внутреннюю структуру образца, которая формируется в результате воздействия мегапластических деформаций на исходный монокристалл. Микрокристаллическая структура образуется в результате динамической рекристаллизации. Наблюдается внутризеренная рекристаллизация (рис. 3), в результате которой внутри зерна образуются субзерна, отделенные друг от друга перемычками. Микроструктура сильно неоднородна и анизотропна и является следствием анизотропии полей смещений и поворотов при деформации кручением под давлением.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 16-03-00182-а, № 16-32-00139 мол_а и 14-02-00015а)

ВЛИЯНИЕ КОРРОЗИОННО-АКТИВНОЙ СРЕДЫ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ СОПРОТИВЛЕНИЯ РАЗРУШЕНИЮ ТИТАНОВЫХ ПСЕВДО-β-СПЛАВОВ

Кудрявцев А.С., Чудаков Е.В., Кулик В.П., Третьякова Н.В.

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

Развитие морской техники требует разработки новых высокопрочных титановых сплавов. Судостроительные титановые сплавы α- и псевдо-α-классов в значительной мере исчерпали возможности дальнейшего повышения прочности. Перспективными в данном направлении являются сплавы псевдо-β-класса, обладающие требуемым повышенным комплексом физико-механических свойств, получаемым при оптимальном режиме термообработки. Однако для успешного их применения в судостроении необходимо учитывать не только прочностные свойства материала, но и иметь сведения о его поведении в коррозионно-активной среде [1].

В работе проведено исследование влияния коррозионно-активной среды на характеристики сопротивления разрушению высокопрочного титанового псевдо-β-сплава марки ВТ22, разработанного ФГУП «ВИАМ» (ГОСТ 19807).

Испытания проводили на металле опытных поковок размерами 100х250х200 мм из сплава ВТ22, изготовленных всесторонней ковкой с окончательной деформацией в (α+β)-области. Термическая обработка металла поковок проведена по стандартному двухстадийному режиму, применяемому в заводских условиях и обеспечивающему целевые механические свойства.

Для термообработанного металла определены стандартные механические характеристики при испытаниях на растяжение и ударный изгиб. Выполнены металлографические исследования.

Чувствительность к коррозионной среде устанавливали при помощи испытаний на малоцикловую долговечность, длительную прочность и на вязкость разрушения в синтетической морской воде (3,5 %-ном водном растворе NaCl) и на воздухе при комнатной температуре.

Испытания на малоцикловую долговечность (ГОСТ 25.502) проводили при отнулевом растяжении образцов с надрезом (коэффициент концентрации напряжений в надрезе K_α составляет 4,8). В ходе испытаний определяли число циклов до разрушения образцов при максимальном напряжении цикла σ_{max}, равном в долях от предела текучести $\sigma_{0,2}$ – 0,6, 0,7 и 0,8 (рис. 1).

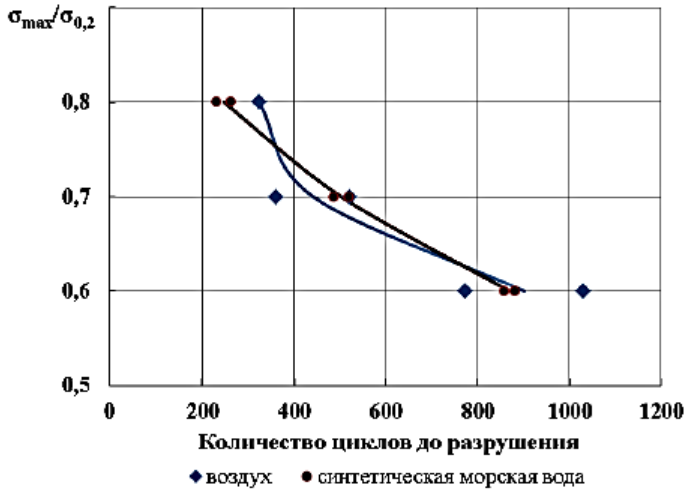


Рис. 1. Зависимость малоцикловой долговечности металла поковок из сплава ВТ22 от максимального напряжения цикла

Из полученных данных следует, что циклическая долговечность металла поковок существенно зависит от уровня испытательных напряжений. Число циклов до разрушения металла, испытанного на воздухе и в синтетической морской воде, сопоставимо. Однако при высоких напряжениях цикла σ_{max}, равных 0,8 в долях от предела текучести, проявляется некоторая чувствительность к коррозионной среде.

Исследования длительной прочности по ГОСТ 10145 выполняли на цилиндрических образцах двух типов: гладких и с надрезом (K_α = 4,8). База испытаний составляла 500 ч (рис. 2).

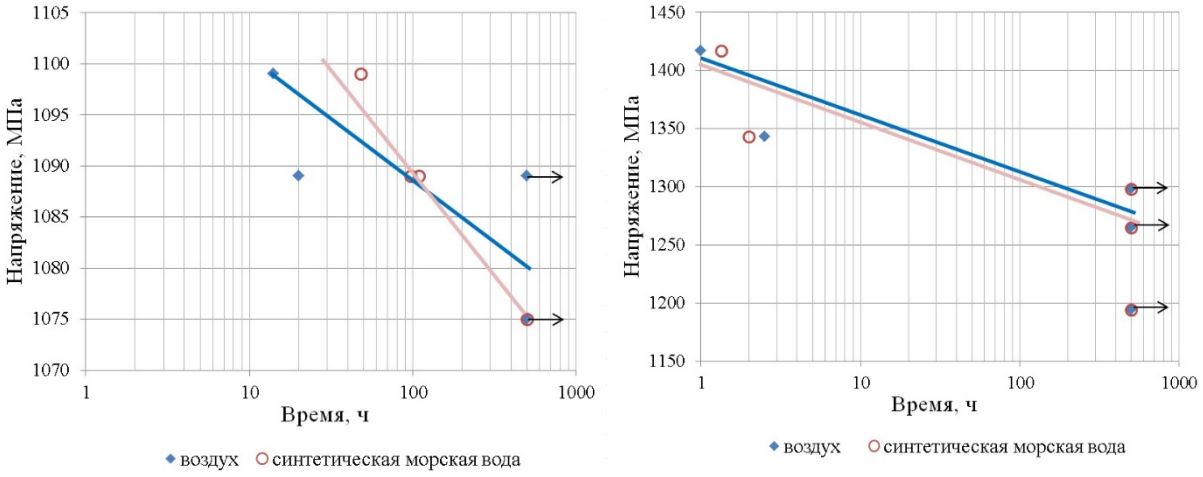


Рис. 2. Зависимость длительной прочности от испытательного напряжения для разного типа образцов: *а*) гладкие образцы; *б*) образцы с надрезом

Из анализа полученных экспериментальных данных следует, что среда практически не влияет на величину предела длительной прочности металла.

Соотношение длительной и кратковременной прочности на воздухе для гладких образцов составляет $\sigma^{20}_{500}/\sigma^{20}_{в}$ = 1080/1126 = 0,95; для образцов с надрезом – $\sigma^{20}_{500}/\sigma^{20}_{в}$ = 1275/1492 = 0,85.

При испытаниях на вязкость разрушения коррозионно-механическую прочность оценивали по величине порогового коэффициента интенсивности напряжений K_{1SCC} (K_{QCC}) и K_{1C} (K_Q), используя методику ускоренных испытаний [2] с учетом ГОСТ 25.506. Испытания проводили при комнатной температуре на призматических образцах с краевым надрезом и боковыми канавками и с предварительно нанесенной усталостной трещиной. Скорость предварительных установочных нагружений до 30 кН составляла 0,1 мм/мин. Скорость нагружения при испытании выбрана из условий наиболее интенсивного протекания процессов коррозионного разрушения и ограничения длительности испытания и составляла 0,012 мм/мин [3, 4].

На рисунке 3 приведены диаграммы деформирования испытанных образцов с одновременной записью электрохимического потенциала для повышения точности определения момента активирования металла, предшествующего страгиванию трещины [5]. Для всех образцов характерен вязкий тип разрушения с быстрым ростом вязкой трещины после достижения максимума нагрузки, который сопровождается резким падением нагрузки.

Значения коэффициента интенсивности напряжений K_Q, соответствующего моменту существенного отклонения от линейно-упругого характера деформирования образца, а также значения коэффициента интенсивности напряжений K_C в точке, соответствующей максимуму нагрузки, приведены в табл. 1.

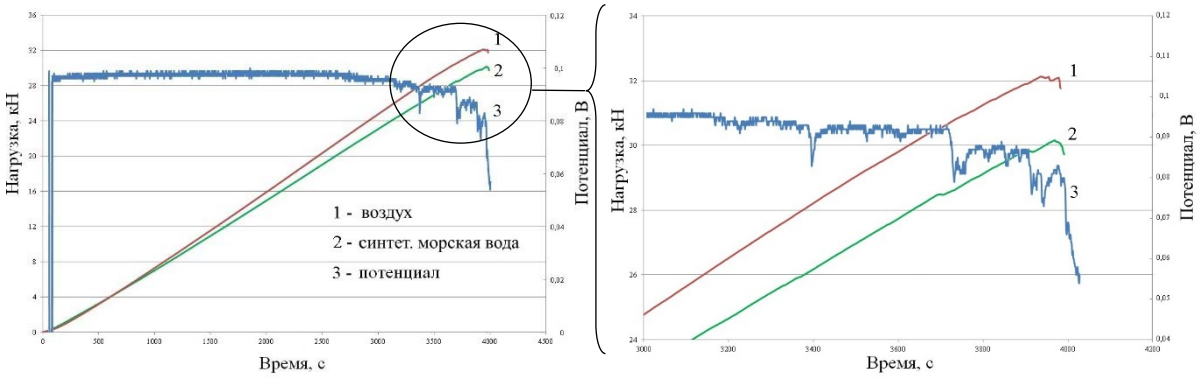


Рис. 3. Диаграмма нагрузка-время, совмещенная с диаграммой записи электрохимического потенциала

Таблица 1. Результаты определения коэффициентов интенсивности напряжений

Среда испытания	P_Q	P_C	$K_Q = K_{1C}$	K_C	P_C/P_Q	a_0	Δa в изломе
	кН		Без учета подроста			мм	
			$МПа\sqrt{м}$				
воздух	30,5	32	49,9	52,4	1,05	25,4	1,36
3,5% NaCl	28,5	30	50,4	53,1	1,05	24,04	1,27

Примечание: P_Q – расчетная нагрузка (95% секущая); P_C – максимальная нагрузка; a_0 – длина трещины; Δa – статический подрост в изломе

Полученные значения K_Q приняты в качестве силового параметра трещиностойкости K_{1C}, т.к. выполнено условие корректности: $P_C/P_Q < 1{,}1$. Значения коэффициентов K_{1C} и K_C для сплава ВТ22, полученные в ходе испытаний на воздухе, сопоставимы со значениями K_{1C} и K_C, полученными в морской воде.

Таким образом, оценка коррозионно-механической прочности сплава ВТ22 при испытаниях на малоцикловую усталость, длительную прочность и вязкость разрушения выявила наличие у него в исследованном состоянии слабой чувствительности к коррозионно-активной среде, которая проявляется в условиях воздействия высоких напряжений и при наличии концентратора напряжений.

Список литературы

1. Горынин И.В., Орыщенко А.С., Кудрявцев А.С., Ушаков Б.Г. Титановые сплавы для морских конструкций и судового машиностроения // Технология легких сплавов. – 2014. – № 3. – С. 6-13.
2. «Металлические материалы. Высокопрочные титановые сплавы. Испытания на вязкость разрушения. Оценка статической трещиностойкости в условиях воздействия агрессивной среды при постоянной медленной скорости деформирования» ИМЯН 32-329-05 МИ, ФГУП «ЦНИИ им. акад. А.Н. Крылова», 2005.
3. Хесин Ю.Д., Шер В.А., Щербинин В.Ф., Лысенко Л.В. Влияние состояния поверхности на коррозионно-механическую прочность титановых сплавов в водных рас-

творах хлоридов // Энерготехнологические процессы. Проблемы и перспективы. – 2000. – С. 80-85.
4. Чечулин Б.Б., Хесин Ю.Д. Циклическая и коррозионная прочности титановых сплавов. – М.: Металлургия, 1987. – 208 с.
5. Паноцкий Д.А. Трещиностойкость высокопрочных титановых сплавов для крупногабаритных корпусов морской техники. Автореферат диссертации на соиск. учен. степ. к.т.н. Санкт-Петербург, 2011, 29 с.

ЭВОЛЮЦИЯ ДИСЛОКАЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ С ДЕФОРМАЦИЕЙ И ПЛАСТИЧНОСТЬ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ Cu-Mn И Cu-Al

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

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

Введение. Поликристаллические сплавы систем Cu–Mn и Cu–Al имеют разную пластичность в зависимости от состава [1]. Образцы малоконцентрированных сплавов (содержание Mn или Al не более 5 ат. %) разрушаются при достижении степени деформации $\varepsilon_{ист} \approx 0.60$. Концентрированные сплавы (содержание Mn или Al более 8 ат. %) имеют значительно большую пластичность: степень деформации при их разрушении достигает $\varepsilon_{ист} \approx 0.90$. Из работ авторов статьи известно, что сплавы с малым и большим содержанием Mn или Al отличаются типом формирующихся дислокационных субструктур (ДСС) и последовательностью их превращения при деформации. Представляет интерес выявить роль формирующихся при деформации ДСС в пластичности мало- и высоконцентрированных сплавов систем Cu–Mn и Cu–Al. Целью исследования являлось электронно-микроскопическое изучение эволюции дислокационной структуры с деформацией поликристаллических твердых растворов на основе меди с разной концентрацией Mn и Al и установление взаимосвязи их пластичности с формирующимися субструктурами.

Материал и методы исследования. Исследовались поликристаллические сплавы систем Cu–Al с содержанием Al от 0.5 до 14 ат. % и Cu–Mn, в которых концентрация Mn изменялась в пределах 0.4 … 25 ат. %. Средний размер зерен 10 и 100 мкм. Образцы подвергались растяжению до разрыва на машине «Instron» со скоростью $2 \cdot 10^{-2} c^{-1}$ при температуре 293 К. Структуру образцов, деформированных до различных степеней деформации, изучали на фольгах на электронных микроскопах ЭМВ-100АК и Tesla BS-540. По микрофотографиям были проведены измерения различных параметров ДСС: плотность разориентированных границ ячеек, границ микрополос, деформационных микродвойников и микротрещин.

Результаты исследования и их обсуждение. В ходе пластической деформации последовательности превращений дислокационных субструктур в сплавах с разным содержанием Al (или Mn) оказываются различными [2]. В малоконцентированных сплавах (содержание Al от 0.5 до 5 ат. %) реализуется следующая последовательность: клубковая ДСС → ячеистая ДСС без разориентировок → разориентированная ячеистая → фрагментированная, а в сплавах с повышенным содержанием Al (более 10 ат. %) – дислокационный хаос и скопления из дислокаций → сетчатая ДСС → неразориентированная ячеисто-сетчатая ДСС → разориентированная ячеисто-сетчатая → микрополосовая и микродвойниковая. В сплавах меди с Mn последовательность превращений та же, что и

в сплавах Cu-Al, но наблюдаются следующие отличия: в малоконцентрированных сплавах вместо фрагментированной ДСС формируется микрополосовая, в высококонцентрированных – отсутствуют микродвойники. Эти последовательности превращений ДСС наблюдаются при разных размерах зерен. Отличие наблюдается в изменении их количественных параметров. На качественном уровне можно увидеть изменение параметров ДСС с увеличением размером зерна в сплавах при небольших степенях деформации. На рис. 1 приведены электронно-микроскопические изображения типов формирующихся ДСС при $\varepsilon_{ист}$ = 0.05 в сплавах Cu+5ат.% Al (рис. 1*а,б*), а для сплава Cu+10ат.%Al (рис. 1*в,г*) с размерами зерен 10 мкм и 100 мкм. Из рисунка видно, что в малолегированном сплаве с размером зерна 10 мкм наблюдаются ячейки с меньшим размером, чем в сплавах при <*d*> = 100 мкм. В высоколегированном сплаве визуально видно, что при одних тех ДСС плотность дислокаций в сплаве с размером зерна 100 мкм несколько меньше, чем при <*d*> = 10 мкм.

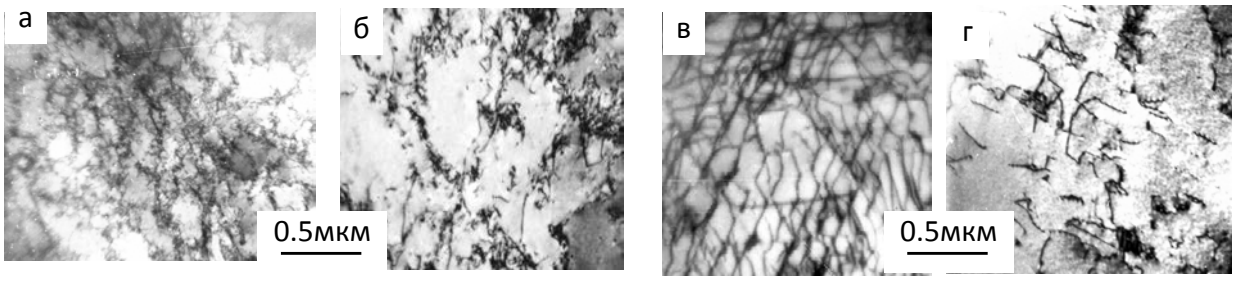


Рис.1. Электронно-микроскопические изображения сплавов системы Cu-Al с разной концентрацией легирующего элемента: *а, б* – Cu+ 5ат.%Al, в, г – Cu+ 14ат.%Al. Степень деформации $\varepsilon_{ист}$ = 0.05, Размеры зерен <*d*>: *а, в* – 10 мкм, *б, г* –100 мкм

Развитая пластическая деформация сопровождается возникновением и развитием разориентированных субструктур, по границам которых образуются микротрещины. В малолегированных сплавах системы Cu–Al – это границы разориентированных дислокационных ячеек и фрагментов. Ячеистая ДСС является неоднородной по распределению дислокаций в ней: плотность дислокаций в границах ячеек много больше, чем внутри ячеек. Возникающие разориентировки в ячеистой, и тем более, во фрагментированной ДСС сопровождаются образованием микротрещин по их границам. Результаты, представленные на рис. 2, показывают, что плотность микротрещин растет пропорционально плотности разориентированных границ. В малолегированных сплавах системы Cu–Mn картина в общих чертах та же (рис. 2).

В концентрированных сплавах обеих систем распределение дислокаций с развитием деформации оказывается более однородным, чем в слаболегированных сплавах. В этих сплавах в значительном интервале деформаций наблюдается сетчатая ДСС, затем ячеисто-сетчатая. В ячеисто-сетчатой ДСС с развитием деформации образуются разориентировки. Из разориентированной ячеисто-сетчатой ДСС формируются микрополосы. В сплавах системы Cu–Al на фоне разориентированной ячеисто-сетчатой ДСС зарождаются микродвойники. Микродвойникование способствует увеличению пластичности сплавов. Возникновение микродвойникования в концентрированных сплавах системы Cu–Al обусловлено низкой энергией дефекта упаковки (ЭДУ) в них. В сплавах системы Cu–Mn увеличение содержания Mn на величину ЭДУ практически не влияет.

Таким образом, в большом интервале деформаций дислокационная структура в концентрированных сплавах является относительно однородной (сетчатая и ячеисто-сетчатая ДСС). Возникновение и развитие деформационных границ разориентации (микрополос и микродвойников) способствует зарождению микротрещин. Этот процесс оказывается менее интенсивным, чем в малолегированных сплавах. На рис. 3 приведены зависимости плотности деформационных разориентированных границ в зависимости от

степени деформации $\varepsilon_{ист}$ для двух систем сплавов в широком интервале концентраций легирующего элемента. Плотность разориентированных границ при одной и той же степени деформации в малоконцентрированных сплавах оказывается больше, чем в сплаве с большой концентрацией. Это способствует более быстрому разрушению малоконцентрированного сплава по сравнению с концентрированным.

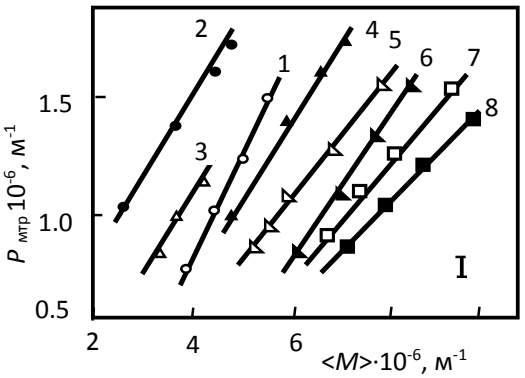


Рис. 2. Зависимости плотности микротрещин $P_{мтр}$ от плотности деформационных разориентированных границ M: 1 – Cu+0.5 ат. % Al; 2 – Cu+5 ат. % Al; 3 – Cu+0.4ат.% Mn; 4 - Cu+6ат.% Mn; 5 – Cu+10ат % Al; 6 – Cu+14ат.% Al, 7 – Cu+13ат.% Mn 8 – Cu+20ат.% Mn. Размер зерна 10 мкм

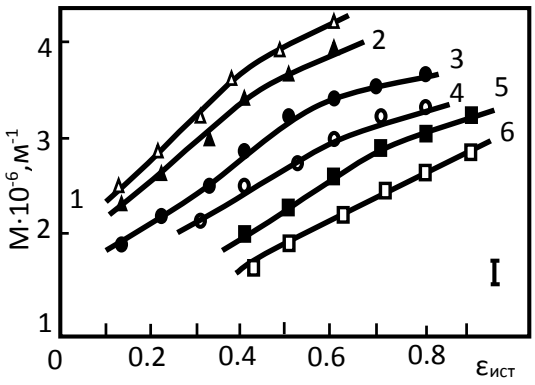


Рис. 3. Зависимости плотности деформационных разориентированных границ M в сплавах: 1 – Cu+0.4ат.% Mn, 2 – Cu+0.5ат.% Al, 3 – Cu+13ат.% Mn, 4 – Cu+20ат.% Mn, 5 – Cu+10ат.% Al, 6 – Cu+14ат.% Al от степени деформации $\varepsilon_{ист}$. Размер зерна 10 мкм

Заключение. Выявлено, что микротрещины в малоконцентрированных сплавах образуются по границам зерен и границам разориентированных субструктур. В сплавах системы Cu–Al – это границы разориентированных ячеек и фрагментов, в сплавах системы Cu–Mn – границы разориентированных ячеек и микрополос.

В концентрированных сплавах систем Cu-Al (с низкой ЭДУ) и Cu-Mn (с высокой ЭДУ) дислокационная структура, из-за твердорастворного упрочнения до больших степеней деформации, сохраняет относительную однородность, чем в малоконцентрированных сплавах. Образование деформационных разориентированных границ, вдоль которых образуются микротрещины, сдвигается к более глубоким деформациям, чем в малоконцентрированных сплавах. Это различие в значительной степени определяет разную пластичность малоконцентрированных и высококонцентрированных поликристаллических сплавов систем Cu–Mn и Cu–Al.

Работа выполнена в рамках Гос. заданий Минобрнауки России № 3.295.2014/К и № 461

Список литературы

1. Цыпин М.И., Соллертинская Е.Е., Бравец В.В., Данелия Г.В. // Научные труды института. Вып. 58. Металловедение и термическая обработка. – М.: Металлургия, 1978. – С.9-14.
2. Конева Н.А., Козлов Э.В. // Изв. ВУЗов. Физика. – 1990. - №2. – С. 89-106.

СТРУКТУРА И СВОЙСТВА СПЛАВОВ ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ЭНТАЛЬПИИ СМЕШЕНИЯ НА ОСНОВЕ ГЦК МЕТАЛЛОВ, ПОЛУЧЕННЫХ КРУЧЕНИЕМ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

Толмачев Т.П., Пилюгин В.П., Пацелов А.М., Анчаров А.И.,[1] Антонова О.В., Чернышев Е.Г., Солодова И.Л.

ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, Россия,
tolmachev@imp.uran.ru, timpt@mail.ru
[1]ИХТТМ СО РАН, Новосибирск, Россия

Механосплавление позволяет достичь концентраций твердых растворов, лежащих за пределами равновесной растворимости. Применение одного из методов интенсивной пластической деформации (ИПД) – кручения под высоким давлением (КВД) – для целей механосплавления позволяет реализовать преимущества, характерные для основного и наиболее распространенного метода механосплавления – шарового помола, и одновременно с этим – характерные для ИПД взаимосвязанные преимущества: достижение ультрамелкозернистого состояния, получение образца в объемной форме без дополнительных постдеформационных воздействий, осуществление непрерывной сдвиговой деформации в условиях постоянных квазигидростатических напряжений.

В качестве объектов исследования были выбраны системы положительной энтальпии смешения – Au–Co (+34 кДж/моль) и Cu–Ag (+5 кДж/моль). Обе системы относятся к системам с эвтектической фазовой диаграммой состояния. Растворимость компонентов при комнатных и более низких температурах - практически нулевая, несмотря на то, что для системы Cu–Ag правила Юм-Розери выполняются, а для Au–Co частично выполняются. Получение твердых растворов Au–Co осуществлялось различными неравновесными методами воздействия, но не получило развитие в области механосплавления. Интерес к системе Cu–Ag сохраняется, несмотря на обилие результатов.

Порошковая смесь Au–Co в соотношении компонент Au с Co 80:20 подвергалась холодной (при 273 К) КВД в наковальнях Бриджмена на различные степени: 1 (e = 4,3), 5 (e = 5,9), 20 (e = 7,3), 40 (e = 8,0) оборотов, 3х стадийный передел [1,2]; и криодеформации (80 К): 5 и 40 оборотов. Смесь порошков Au и Co в соотношении компонентов 50:50 подвергалась крио- и холодной деформации на 3х стадийный передел. Смесь Cu–Ag в различных соотношениях компонент $Cu_{100-x}Ag_x$ (x = 100, 90, …, 10) подвергалась деформации на 3х стадийный передел при 273 К.

Структуру полученных сплавов изучали следующими методами: рентгеноструктурный анализ (РСА) в геометрии на отражение со всей поверхности с использованием дифрактометра ДРОН-1-УМ1 и в геометрии на просвет пучком сечением 0,3х0,3 мм синхротронного излучения (СИ), λ = 0,03685 нм; изучение поверхности изломов (фрактография) на сканирующем электронном микроскопе (СЭМ) Quanta-200 Pegasus; просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ) на JEM-200CX. Механические свойства исследовали измерением твердости по Виккерсу и в динамике – in situ напряжение сдвига от степени деформации. Фрактографические исследования также несут информацию о характере разрушения механически синтезированных образцов.

По данным рентгеновской дифрактометрии образцов $Au_{80}Co_{20}$, ат.% зафиксировано образование ГЦК твердых растворов замещения на основе золота [1]. Изменение параметров решетки в зависимости от степени деформации (в оборотах наковальни), рис.1, присходит различным образом для центра диска и периферии, согласуясь с изменением степени деформации для КВД. На периферии значения параметра решетки выходят на свои предельные значения уже после 5 оборотов, для центральной области – после 40 оборотов. Результаты для криогенной деформации аналогичны результатам для холодной деформации, но значения параметра решетки другие. Учитывая, что растворению

кобальта в ГЦК матрице золота отвечает уменьшение параметра решетки твердого раствора, то рис. 1 отображает кинетику этого процесса, и большее содержание кобальта отвечает криогенной обработке порошковой смеси, по сравнению с холодной обработкой.

Характер излома [1] поверхности образцов Au–Co эквиатомного состава после криогенной деформации e=8,0 (40 оборотов наковальни) имеет равномерный рельеф поверхности, относящийся к типу скола с включениями (или ямками от включений) недорастворенного кобальта толщиной 1–2 мкм, длиной 2–4 мкм, ориентированных по направлению деформации в диске. Излом холоднодеформированного на ту же степень образца имеет менее равномерный рельеф, выраженную фрагментарность, отличную от скола, и включениями кобальта большего размера, чем после криодеформации. Значения твердости по Виккерсу [1] холоднодеформированных образцов Au–Co соотношения компонентов 80:20 выходят на насыщение при достижении степени деформации 8,0, когда при такой же деформации значения твердости криодеформированного образца выше на 0,8 ГПа и имеют тенденцию дальнейшего роста. Подобные результаты наблюдаются в динамике для эквиатомного состава [1]. Измерение напряжения сдвига от степени деформации in situ выявило превышение значений напряжения сдвига при криогенной деформации над холодной и выход их на насыщение при больших степенях деформации, чем при холодной деформации. Таким образом, криогенная деформация приводит к большему содержанию кобальта в твердом растворе на основе золота, повышению механических свойств как в динамике, так и в постдеформационный период и хрупкому, но более однородному, чем после холодной деформации, типу поверхности разрушения.

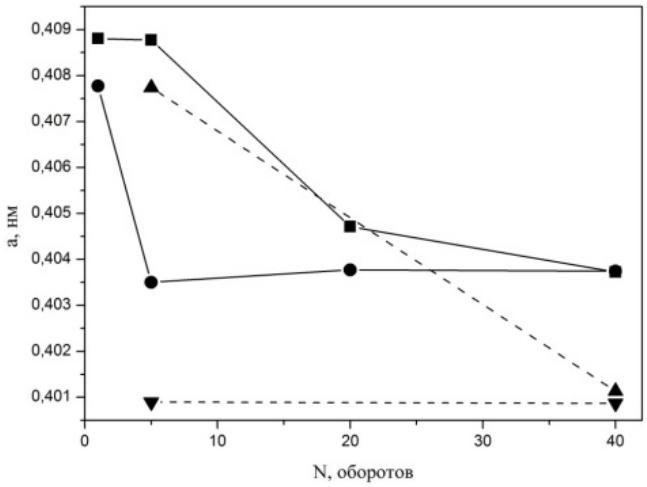


Рис.1. Изменение параметра решетки (и, соответственно, хим. состава твердого раствора) исходного состава $Au_{80}Co_{20}$: ■ – холодная деформация, центр диска; ● – холодная деформация, периферия образца; ▲ – криогенная деформация, центр диска; ▼ – криогенная деформация, периферия диска

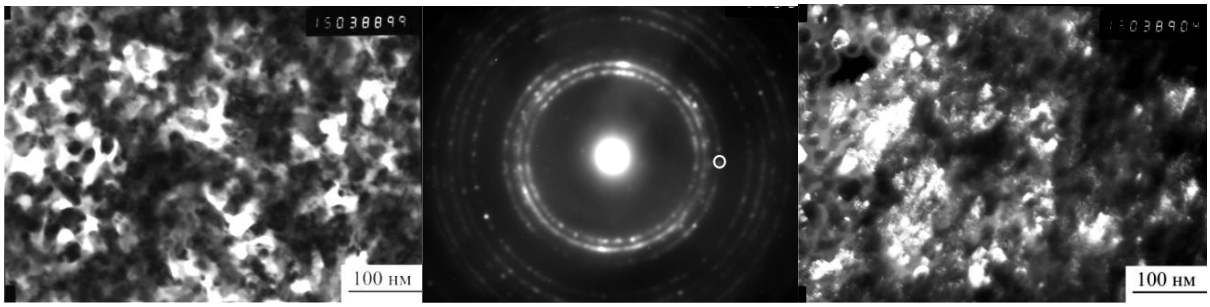
Кроме температурного фактора, варьирование состава шихты и давления обработки показало путь увеличения содержания Co в твердом растворе не основе Au [1].

Данные дифрактограммы на отражение as cast образца исходного состава $Cu_{80}Ag_{20}$ говорят об образовании твердого раствора замещения на основе меди с параметром решетки, удовлетворяющим закону Вегарда для данного состава. При съемке на просвет, через срок в 3–4 дня, после получения при 273 К, значение параметра решетки не совпадает с законом Вегарда, однако удовлетворяет апроксимационной кривой параметра решетки от состава полученных неравновесными методами твердых растворов, имеющую положительное отклонение от закона Вегарда. Дифрактограмма имеет несимметричные пики твердого раствора, свидетельствует о наличии более чем одной фазы. Таким образом, возможна реализация одного или одновременно нескольких следующих случаев:

а) недорастворение в объемной части образца; *б*) начало распада твердого раствора; *в*) остаточные напряжения, влияющие на параметр решетки, г) загрязнение образца материалом наковален. Криогенная деформация дает значение параметра решетки еще выше, чем холодная, и также повторяет возможные реализации *а-г*) как для холодной деформации. Однозначно лишь можно констатировать, что криогенная деформация смеси состава $Cu_{80}Ag_{20}$, не дает увеличения растворимости Ag в твердом растворе на основе Cu по сравнению с холодной деформацией, как в случае системы Au–Co [1], принимая во внимание характерное для КВД превышение степени деформации приповерхностных слоев диска по сравнению с объем.

Фрактограммы диаметральных изломов образца Cu–Ag [2], как и в случае Au–Co [1], позволили выделить стадии эволюции частиц исходной смеси элементных порошков с ростом деформации: конгломерат частиц компонентов, вытягивание частиц в слои, утонение и значительное искривление слоев, размывание и исчезание слоев и появление зернистой структуры, переход к более мелкозернистой структуре.

ПЭМ изображения и данные по дифракции электронов для одного образца $Cu_{80}Ag_{80}$ дают картину (рис.2), отличающуюся от рентгеновских данных с поверхности и свидетельствующую о произошедших процессах распада неравновесного твердого раствора для большинства областей образца. Вместе с тем в одном из образцов была выявлена область существования одного лишь твердого раствора [2]. Вылеживание в течение недели и отжиги при 300, 400 и 500 ºС в течение пяти минут также инициируют распад твердого раствора, по данным РСА.



а *б* *в*

Рис. 2. ПЭМ образца системы $Cu_{80}Ag_{20}$: *а* – светлое поле; *б* – электронограмма; *в* – темное поле в рефлексе 200 твердого раствора на основе Cu (отмеченного на рис.2*б*)

In situ напряжение сдвига от степени деформации исходного состава $Cu_{80}Ag_{20}$ аналогично системе Au-Co: значения выхода на стационарную стадию при криодеформации по значению превосходят значения при холодной деформации и требуют больших степеней деформации.

Структурные исследования выполнены в ЦКПЭМ ИФМ УрО РАН с использованием JEM-200 CX и QUANTA-200 Pegasus, СЦСТИ ИЯФ СО РАН, станция «Дифрактометрия в «жестком» рентгеновском диапазоне» с использованием детектора mar-345 фирмы Marresearch.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Деформация», № 01201463327) при частичной поддержке РФФИ (проект № 16-33-00750).

Список литературы

1. Т.П. Толмачев, В.П. Пилюгин, А.И. Анчаров, Е.Г. Чернышев, А.М. Пацелов. ФММ, 2016, т. 117, № 2, с. 143–150;
2. В.П. Пилюгин, Т.П. Толмачев, И.Л. Солодова, О. В. Антонова, Е.Г. Чернышев, А.И. Анчаров, А. М. Пацелов. Изв. РАН. Сер. физ., 2014, т. 78, № 10, с. 1238–1245.

МОДЕЛЬ КОРРОЗИОННОГО ИЗНОСА ТОНКОСТЕННОЙ СФЕРЫ С УЧЁТОМ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУР ОКРУЖАЮЩИХ СРЕД

Седова О. С., Пронина Ю. Г.

Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Россия
o.s.sedova@spbu.ru

Введение. Различные сооружения в процессе эксплуатации подвергаются совместному воздействию химически активных сред, механических нагрузок и температурных полей. Известно, что механические напряжения в теле изменяются вследствие коррозии, а скорость коррозии, в свою очередь, может зависеть от напряжений [1–3]. Температурное воздействие также оказывает влияние на скорость коррозионного растворения [1]. Опытные данные показывают, что для металлов зависимость скорости коррозии от напряжений часто бывает линейной, если напряжения по модулю превосходят некоторые пороговые значения σ^{th} [1, 2]. Учёт температур окружающих сред приводит к дополнительному сомножителю в формуле скорости коррозии [1].

В данной работе получено аналитическое решение задачи механохимической коррозии тонкостенной сферы, подверженной внутреннему и внешнему давлению агрессивных сред с различными температурами.

Постановка задачи. Рассмотрим тонкостенную линейно-упругую сферу, находящуюся под действием постоянного внутреннего p_r и внешнего p_R давления агрессивных сред с разными температурами. Материал сферы подвергается равномерной механохимической коррозии по внутренней и внешней поверхностям со скоростями проникновения v_r и v_R соответственно. Коррозионный процесс приводит к изменению размеров оболочки: с течением времени её внутренний радиус r постепенно увеличивается, а внешний — R — уменьшается. Радиусы оболочки в начальный момент времени $t_0 = 0$ обозначим через r_0 и R_0, её толщину — h_0. Пусть T_r — температура, которая поддерживается на внутренней поверхности сферы, а T_R — температура на наружной поверхности, и $T_r \neq T_R$.

В качестве эквивалентных напряжений, ускоряющих коррозионное растворение, будем использовать максимальные нормальные напряжения, возникающие в сфере вследствие действия нагрузки и стационарного температурного поля. Они определяются как сумма механических и температурных напряжений на соответствующей поверхности оболочки.

Механическое напряжение в сфере под действием давления будем определять по формуле [4]:

$$\sigma(r) = \sigma(R) = \frac{(p_r - p_R)r_c}{2h} - \frac{p_r + p_R}{2},$$

где $h = R - r$ и $r_c = (R_0 + r_0)/2$. Заметим, что данная формула, в отличие от формулы Лапласа для сферической оболочки, отражает действие гидростатического давления $p = \min\{p_r, p_R\}$, а не только разности внешнего и внутреннего давления.

Температурные напряжения на соответствующей поверхности будем определять с помощью линеаризации температурных напряжений в толстостенной сфере [5]. Таким образом, полные напряжения можно записать в виде

$$\tilde{\sigma}(r) = \frac{(p_r - p_R)r_c}{2h} - \frac{p_r + p_R}{2} + \frac{T_\alpha}{6}\left(3 + 2\frac{h}{r_c}\right), \tag{1}$$

$$\tilde{\sigma}(R) = \frac{(p_r - p_R)r_c}{2h} - \frac{p_r + p_R}{2} + \frac{T_\alpha}{6}\left(-3 + 2\frac{h}{r_c}\right). \tag{2}$$

где $T_\alpha = \dfrac{E\alpha(T_R - T_r)}{1-\upsilon}$; E — модуль Юнга, υ — коэффициент Пуассона, α — коэффициент теплового расширения материала сферы.

Примем следующие предположения:

- T_r и T_R превышают соответствующие пороговые значения температур $T^{th}{}_r$ и $T^{th}{}_R$;
- абсолютные значения полных напряжений на внутренней и наружной поверхности превышают соответствующие абсолютные значения пороговых напряжений $\sigma^{th}{}_r$ и $\sigma^{th}{}_R$.

В этом случае, согласно [1, 2], скорости коррозии на внутренней и наружной поверхностях сферы определяются соотношениями

$$v_r = \frac{dr}{dt} = \left[a_r + m_r\tilde{\sigma}(r)\right]\exp\left(\beta_r\left[T_r - T^{th}{}_r\right]\right), \tag{3}$$

$$v_R = -\frac{dR}{dt} = \left[a_R + m_R\tilde{\sigma}(R)\right]\exp\left(\beta_R\left[T_R - T^{th}{}_R\right]\right). \tag{4}$$

Здесь $a_r, m_r, \beta_r, T^{th}{}_r, a_R, m_R, \beta_R$ и $T^{th}{}_R$ ——постоянные, определяемые опытным путём и зависящие от системы металл–среда.

Задача состоит в нахождении полных напряжений и размеров сферы в любой момент времени $t > 0$.

Решение задачи. Для удобства перепишем формулы (3) и (4) в виде

$$v_r = \frac{dr}{dt} = A_r + M_r\left(\frac{(p_r - p_R)r_c}{2h} + \frac{T_\alpha h}{3r_c}\right), \tag{5}$$

$$v_R = -\frac{dR}{dt} = A_R + M_R\left(\frac{(p_r - p_R)r_c}{2h} + \frac{T_\alpha h}{3r_c}\right), \tag{6}$$

где $A_r = \left[a_r - \dfrac{m_r}{2}\left(p_r + p_R - T_\alpha\right)\right]\exp\left(\beta_r\left[T_r - T^{th}{}_r\right]\right)$, $M_r = m_r\exp\left(\beta_r\left[T_r - T^{th}{}_r\right]\right)$,

$A_R = \left[a_R - \dfrac{m_R}{2}\left(p_r + p_R - T_\alpha\right)\right]\exp\left(\beta_R\left[T_R - T^{th}{}_R\right]\right)$, $M_R = m_R\exp\left(\beta_R\left[T_R - T^{th}{}_R\right]\right)$.

Поставленная задача сводится к решению системы уравнений (1), (2), (5) и (6), которая после ряда преобразований может быть сведена к одному обыкновенному дифференциальному уравнению первого порядка:

$$\frac{dh}{dt} = -\left[A_r + A_R + (M_r + M_R)\left(\frac{(p_r - p_R)r_c}{2h} + \frac{T_\alpha h}{3r_c}\right)\right]. \tag{7}$$

Разделение переменных в (7) и последующее интегрирование с начальным условием $h|_{t=0} = h_0$ приводит к решению

$$t = J(h) - J(h_0), \tag{8}$$

где $J(h) = \int \dfrac{6r_c h dh}{2T_\alpha (M_r + M_R)h^2 + 6r(A_r + A_R)h + 3(M_r + M_R)(p_r - p_R)r^2_c}$.

Аналитическое решение вида (8) позволяет найти соответствующие друг другу значения h и t. Для каждой пары (t,h) по формулам (1) и (2) находятся величины полных напряжений на поверхностях сферы $\tilde{\sigma}(r)$ и $\tilde{\sigma}(R)$.

Заключение. В работе построено аналитическое решение задачи о двусторонней механохимической коррозии тонкостенной сферической оболочки, подверженной внутреннему и внешнему давлению агрессивных сред с различными температурами. Подчеркнём, что полученное решение отражает влияние гидростатического давления на долговечность изделия.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, грант № 16-08-00890.

Список литературе

1. Павлов П. А., Кадырбеков Б. А., Колесников В. А. Прочность сталей в коррозионных средах. Алма-Ата: Наука, 1987, — 272 с.
2. Долинский В. М. Расчет нагруженных труб, подверженных коррозии // Химическое и нефтяное машиностроение. 1967. № 2. С. 9–10.
3. Гутман Э. М. Механохимия металлов и защита от коррозии. М.: Металлургия, 1981, — 232 с.
4. Даль Ю. М. Задача теории упругости о гидростатическом нагружении полого шара // Вестн. С.-Петерб. ун-та. Сер. 10: Прикладная математика. Информатика. Процессы управления. 2009. № 4. С. 55–57.
5. Hetnarski R. B., Eslami M. R., Gladwell G. M. Thermal stresses: advanced theory and applications. — Springer, New York, 2009, — 559 p.

НЕТИПИЧНЫЕ СТРУКТУРНО- ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В НИЗКОЛЕГИРОВАННЫХ МЕДНЫХ СПЛАВАХ ПРИ ОБРАБОТКЕ МЕТОДОМ ИПДК

Фаизова С.Н., Рааб Г.И., Аксенов Д.А., Фаизов И.А., Зарипов Н.Г.

Уфимский государственный авиационно-технологический университет, Россия, г.Уфа, ул. К.Маркса,12
snfaiz@mail.ru

Введение

Низколегированные хромовые и хромциркониевые бронзы относятся к особому классу электротехнических материалов. Благодаря высокой для медных материалов прочности и сохранению высоких показателей электропроводности, они находят широкое применение в производстве электротехнических компонентов и изделий, эксплуати-

руемых в условиях повышенных механических и термических нагрузок. Традиционно сплавы данного класса подвергаются трехэтапной обработке. На первом этапе проводится закалка с предплавильной температуры для получения пересыщенного твердого раствора легирующих элементов. Далее заготовка подвергается холодной деформации, что обеспечивает дислокационное упрочнение (наклеп). Пост–деформационное старение приводит к распаду твердого раствора и дополнительному упрочнению за счет выделения частиц вторых фаз при одновременном восстановлении электропроводности материала.

Известно, что интенсивная пластическая деформация (ИПД) приводит к глубокому измельчению структуры металлов и сплавов до субмикрокристаллических или нанокристаллических размеров и способна создать в них уникальные сочетания физико–механических свойств. Новое сочетание функциональных свойств становится возможным благодаря тому, что в условиях ИПД происходят процессы фазовых превращений, являющихся нетипичными для менее интенсивных способов деформирования. В частности, в работах Добаткина С.В., Валиева Р.З., Мурашкина М.Ю. наблюдался деформационно-стимулированный распад твердого раствора, а в работах Сагарадзе В.В., Шабашова В.А. описаны процессы растворения вторых фаз, в том числе и интерметаллидных, в сплавах системы Al–Cu и Fe–Ni. во время ИПД.

Таким образом, на формирование фрагментной структуры сплава системы Cu-Cr-Zr, подвергнутого твердорастворной обработке, в условиях интенсивных нагрузок могут потенциально оказывать влияние два разнонаправленных процесса – деформационно-стимулированный распад твердого раствора и деформационно-индуцированное растворение частиц, что очевидным образом затрудняет анализ получаемых данных. Наблюдаемый результат этого сложного взаимодействия зависит от того, какой из механизмов доминирует на каждом этапе обработки сплава.

Для того, чтобы детально разобраться с особенностями взаимовлияния фазовых превращений, происходящих с частицами вторых фаз в низколегированном дисперсионно- упрочняемом сплаве системы Cu–Cr–Zr, и дислокационными механизмами, а так же для упрощения интерпретации результатов, в рамках данной работы эксперименты проводились на образцах, в которых исходная концентрация твердого раствора была приведена к равновесной для температуры ~ 450°C. Эта концентрация настолько низка, что позволяет пренебречь деформационно-стимулированным распадом, по крайней мере, на начальных этапах эксперимента. Кроме того, данный способ позволяет обнаружить эффект деформационно-индуцированного растворения остаточных частиц вторых фаз по величине дисперсного упрочнения при пост–деформационном старении.

Материал и методики исследования

За исходное состояние дисперсионно-упрочняемого сплава Cu–1%Cr–0,1%Zr принято состояние после термообработки при температуре 450°C в течении 4,5 часов с целью достижения минимальной концентрации легирующих элементов в медной матрице.

Методом интенсивной пластической деформации кручением под высоким давлением (ИПДК) при комнатной температуре проводилась деформация образцов диаметром 10 мм и толщиной 2мм - не менее 5 образцов на каждое состояние. Скорость деформирования 1 оборот в минуту, давление 6 ГПа, количество оборотов N- от 1 до 10. Пост–деформационное старение проводили при температуре 450 °C в течении 30 минут. Аттестация структуры образцов проводилась на расстоянии половины радиуса на растровом и просвечивающем электронных микроскопах с использованием фольг и экстракционных реплик, на дифрактометре – методом рентгеноструктурного анализа (РСА), а свойств (микротвердости и электропроводности) – на микротвердомере «Micromet» и универсальном вихретоковом приборе ВЭ27-НЦ.

Результаты и обсуждение

Исходное крупнозернистое (КЗ) состояние со средним размером зерна 47,0± 1,5 мкм сплава Cu–1%Cr–0,1%Zr – это состояние с минимальной концентрацией легирующих элементов в результате полного распада твердого раствора. Критерий стабильности получаемого состояния - достижение максимальных значений микротвердости 560 МПа и электропроводности 84 % IACS (International Annealed Copper Standard).

В процессе ИПДК измельчение структуры матрицы до нанометрических размеров происходит практически сразу – после 1 оборота размер областей когерентного рассеяния, измеренного методом РСА, уменьшается до 35 нм, а после 4 оборотов – до 25 нм. Это вероятно, определяется влиянием частиц вторых фаз на формирование дислокационных скоплений и малоугловых границ, поскольку в образцах технически чистой меди, прошедшей аналогичную обработку, измельчение происходило постепенно и составило после 1 и 10 оборотов 120 и 90 нм, соответственно.

Результаты измерения микротвердости в зависимости от величины накопленной деформации (количества оборотов) для сплава и технически чистой меди представлены на рис. 1. Видно, что в отличие от постепенного возрастания микротвердости меди, изменения микротвердости сплава имеют немонотонный характер. Наибольшие значения микротвердости сплава наблюдаются после 4 оборотов ИПДК и составляют 2710±40 МПа. Однако с увеличением количества оборотов до 6 происходит снижение этой характеристики до 1990±40 МПа. Дальнейшее увеличение накопленной деформации до 7 оборотов вновь приводит к повышению показателей микротвердости до 2635±40 МПа.

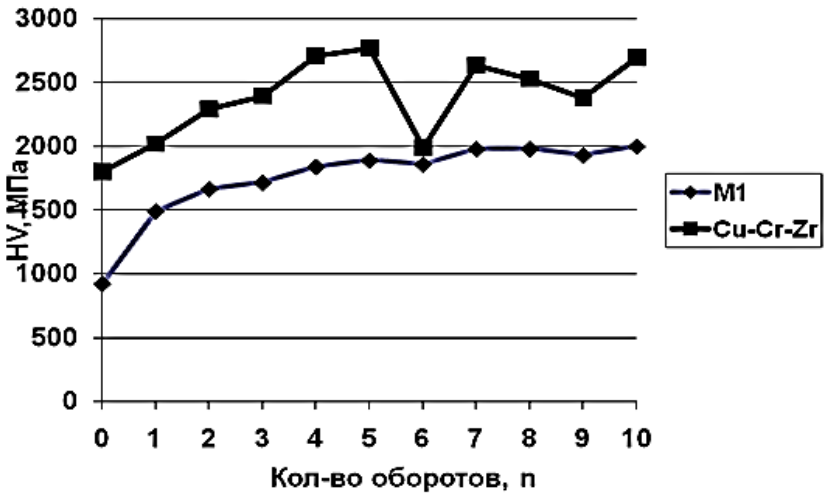


Рис. 2. Графики изменения микротвердости от количества оборотов

Основным механизмом упрочнения технически чистой меди является дислокационный механизм. Постепенное увеличение накопленной деформации и, соответственно, плотности дислокационных скоплений является причиной монотонного увеличения прочности меди при ИПДК. В тоже время в исследуемом сплаве дислокационный механизм реализуется одновременно с разнонаправленными фазовыми превращениями частиц вторых фаз типа «растворение-выделение», что и определяет немонотонность показателей упрочнения. Результат зависит от того, какой механизм фазового превращения доминирует на каждом этапе обработки.

Для понимания немонотонной зависимости прочностных показателей сплава Cu-1%Cr–0,1%Zr при обработке методом ИПДК необходимо выявить особенности формирования структуры и, прежде всего, особенности распределения частиц по матрице и изменения их размеров для наиболее характерных состояний. Были выбраны состояния после 1, 4 и 6 оборотов ИПДК (рис.2).

Установлено что после 1 оборота 60% частиц имеют размер 10–20 нм (60%), среднее расстояние между частицами – примерно 225 нм, что соответствует плотности - 50 частиц на площади 1 мкм^2. После 4 оборотов появляется большое количество (80%) мелких (менее 10 нм) частиц плотно расположенных по матрице – 115 частиц/мкм^2. После 6 оборотов ИПДК характер распределения частиц практически такой же, как после 1 оборота –70% частиц имеют размер 10-20 нм, а плотность заметно ниже – 25 частиц/мкм^2. Данные об изменении параметра решетки, полученные РСА, показали, что после 1 и 6 оборотов имеет место увеличение параметра решетки до 3.616(9)Å, а после 4 оборотов - его уменьшение до 3.615(9)Å. Такое результаты можно объяснить, если принять, что на этапах кручения 1 и 6 оборотов доминирующим процессом являлось деформационно–индуцированное растворение частиц вторых фаз, что привело к уменьшению общего количества частиц. А в процессе кручения 4 оборотов доминировал процесс деформационно–стимулированного распада твердого раствора и выделения новых частиц, соответственно, плотность частиц возросла.

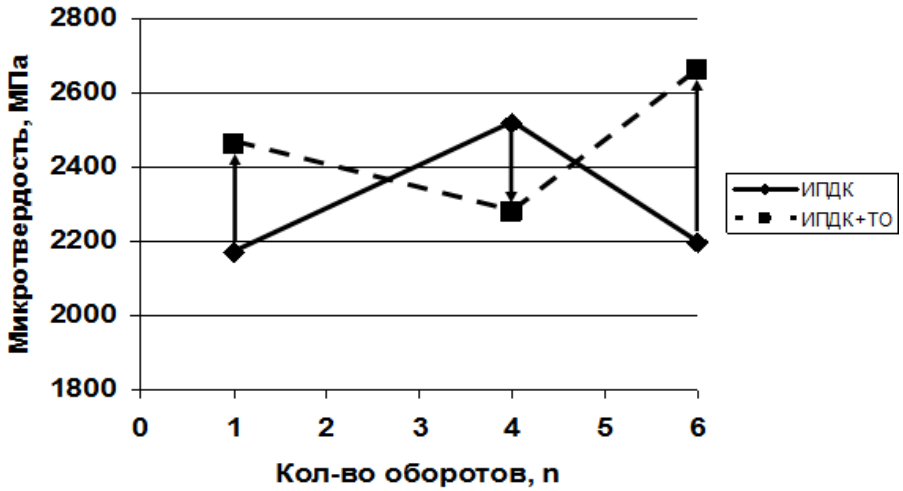


Рис.2. Изменения микротвердости после ИПДК и ИПДК + постдеформационная термообработка (ТО)

Это предположение хорошо коррелирует с результатами, полученными при постдеформационной термообработке (старении). Увеличение концентрации твердого раствора после 1 и 6 оборотов кручения позволило получить увеличение микротвердости за счет выделения большого количества новых частиц вторых фаз в результате термостимулированного распада твердого раствора, образовавшегося в процессе ИПДК. А в процессе осуществления 4 оборота кручения произошло выделение частиц вторых фаз за счет деформационно–стимулированного распада вновь образовавшегося твердого раствора в условиях ИПДК. Поскольку данный процесс был доминирующим на данном этапе обработки, то при пост-деформационной термообработке произошло разупрочнение.

Таким образом, получено доказательство деформационно–индуцированного растворения частиц вторых фаз при ИПДК, что позволило объяснить немонотонного изменения прочностных характеристик сплава Cu–1%Cr–0,1%Zr.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ №16-08-01290-а и №.14-08-97058.

О СМЫСЛЕ КИНЕТИЧЕСКИХ ТЕОРИЙ ПРОЧНОСТИ С.Н. ЖУРКОВА, ЕГО КОЛЛЕГ И ПОСЛЕДОВАТЕЛЕЙ С ПОЗИЦИИ ЭНДОХРОННОЙ КОНЦЕПЦИИ

Федоровский Г.Д.

Санкт-Петербургский госуниверситет, Санкт-Петербург, Россия
g.fedorovsky@spbu.ru

«Путь к разгадке кинетической прочности твердых тел (Серафим Николаевич Журков, 1905-1997)» – одна из последних публикаций [1], посвященных жизни и научному творчеству выдающегося ученого, академика С.Н. Журкова, в которой приведены ссылки на публикации других авторов, в частности, в связи с 60-, и 70-, и 100-летием со дня его рождения. В этих и многих других работах отражена вся его многогранная, глубокая и последовательная экспериментальная и теоретическая научная деятельность с коллегами - известнейшими физиками и многочисленными учениками, ставшими крупными специалистами. Он создал большую научную школу прочности.

Одним из важнейших результатов, появившимся в результате многолетних систематических опытов на более чем 100 различных материалах, стало радикальное изменение представления о процессе их разрушения. Не как статическом, а многостадийном, временном, периодически квазистатическом и динамическом. Что обусловлено разномасштабной гетерогенностью структуры, концентрации напряжений в ее элементах, накоплением в ней повреждений, изменяющимися во времени вязкоупругопластическими свойствами и потерей устойчивости элементов. Влиянием интенсивности теплового движения на межатомное сцепление. Были найдены пути рекордного увеличения прочности ряда материалов, близкой теоретической.

В начале шестидесятых годов им была опубликована [1, 2] знаменитая термофлуктуационно-кинетическая феноменологическая теория прочности для хрупких материалов, применимая при определенных умеренных величинах постоянного напряжения σ и постоянной температуры T:

$$\tau = \tau(\sigma, T) = \tau_0 \exp\left(\frac{U_0 - \gamma\sigma}{kT}\right). \qquad (1)$$

Здесь τ – долговечность (время до разрушения); $\tau_0 \approx 10^{-13}$ сек – коэффициент (время), численно равный периоду тепловых колебаний атомов в твердых телах; U_0 – постоянная – энергия активации; γ – структурно чувствительный коэффициент, учитывающий отличие реальной (экспериментальной) прочности от теоретической; k – постоянная Больцмана, а T – абсолютная температура в градусах Кельвина. Особенностью теории является постулирование ею «полюса» – точки слияния вееров прямых в координатах $\ln\tau - 1/T$ и $\ln\tau - \sigma$ при $\tau = \tau_0$, $T = \infty$, $\sigma = U_0/\gamma$.

В целях описания поведения сред в более широких интервалах значений σ и T, другого вида сред, учета структурных переходов, его учениками и последователями – физиками были предложены различные модификации этого уравнения, основанные на представлении параметров τ_0, U_0 и γ [2–4 и др.] как функций зависящих от σ и T.

Необходимо также отметить другие кинетические, временные подходы к оценке деформирования и разрушения, развиваемые в работах других выдающихся исследователей – механиков [3, 5–8]. В частности, – созданные в конце 60-х годов теории повреждаемости Л.М. Качанова и Ю. Н. Работнова, заслуги которых были отмечены на предыдущих «Петербургских чтениях» в 2014 г.

Дальнейшее развитие изучения и системного, универсального, существенно обобщающего описания временного характера деформирования и разрушения проявилось в

разработанном механиками, по терминологии Валаниса, «эндохронном» (с собственным, внутренним, обобщенным временем) подходе механиков [3, 8–12], первые работы которого: Шэпери, Валаниса и Вакуленко, были опубликованы в 70-тых годах. Обобщенное время до разрушения по данному подходу определяется уравнением [12]:

$$\xi_c^{\sigma,T}(\sigma,T)= t_c\big/_{\sigma_0,T_0}\cdot g^{\sigma,T}(\sigma,T). \qquad (2)$$

Здесь $t_c\big/_{\sigma_0,T_0}$ – нормированное время, величина длительной прочности при некоторых произвольно выбранных опорных значениях напряжения σ_0, и температуры T_0, а $g^{\sigma,T}$ – масштаб (мера) этого времени. При напряжении σ и температуре T обобщенное время $\xi_c^{\sigma,T}$ длительной прочности совпадает с лабораторным временем t_c:

$$\xi_c^{\sigma,T}= t_c,\ \rightarrow\ g^{\sigma,T}=\frac{t_c}{t_c\big/_{\sigma_0,T_0}}=\frac{t_c(\sigma,T)}{t_c(\sigma_0,T_0)};\ \ g^{\sigma,T}(\sigma_0,T_0)=1. \qquad (3)$$

В качестве опорных значений параметров σ_0 и T_0 могут быть приняты их значения в области линейной вязкоупругопластичности σ_1 и структурного, фазового перехода T_s, как и из других соображений, для выбора оптимальных условий эспресс–испытаний и эффективного прогнозирования.

Логика уравнения (2) подтверждается теорией прочности Журкова (1), где в качестве величины $t_c\big/_{\sigma_0,T_0}$ используется фиксированное время $\tau_0\approx10^{-13}$ с, а масштабом $g(\sigma,T)$ является величина $exp\left(\frac{U-\gamma\sigma}{RT}\right)$.

Формулу Журкова нетрудно привести к виду (2): $\tau(\sigma,T)= t_c=\xi^{\sigma,T}= t_c\big/_{\sigma_0,T_0}\cdot g^{\sigma,T}(\sigma,T)$, где $t_c\big/_{\sigma_0,T_0}$ – произвольное, связанное с σ_0 и T_0 время; $g^{\sigma,T}=B/B^0$, $B= exp(f^{\sigma}\cdot f^{T})$, $B^0= exp(f^{\sigma_0}\cdot f^{T_0})$, $f^{\sigma}=U_0-\gamma\sigma$, $f^{T}=(RT)^{-1}$, а $f^{\sigma_0}=U_0-\gamma\sigma_0$, $f^{T_0}=(RT_0)^{-1}$.

Аналогичные соотношения и соответствующие масштабы для них в области хрупкого разрушения $T\le T_{хр}$ получены [12] для формул со смещенным полюсом: $t_c(\sigma,T)= t_0 exp\{[(U_0-\gamma\sigma)(1/T-1/T_a)]/R\}$ и вырожденным: $t_c(\sigma,T)= t_0 exp\left[\frac{U_0}{RT}-\alpha\sigma\right]$ [2] (оказалось, что $g^{\sigma,T}_{вырпол}=g_1^{\sigma}\cdot g_2^{T}$). Для теории Гуля в области $T_{хр}<T<T_{тек}$: $t_c(\sigma,T)= A(\sigma-\sigma_a)^{\beta} exp\left[\frac{\chi(U_0-\gamma\sigma)}{RT}\right]$; и, по–видимому, для этой же области, – соотношения Трунина, не допускающего, в отличие от (1), разрушение при $\sigma=0$: $t_c(\sigma,T)= A\sigma^{-\delta}T\cdot exp\left[\frac{(U_0-\gamma\sigma)}{RT}\right]$. Выведены уравнения для уравнений Регеля и Слуцкера, учитывающего «обычное» кинетическое и атермическое (туннельное, подбарьерное) поведение: $t_c(\sigma,T)= t_0 exp\left[\frac{U_0-\gamma\sigma}{RT\cdot F(\theta/T)}\right]$, где $F^{\theta,T}=F(\theta/T)$ – квантовостатистическая функция, θ – температура Дебая. Рассмотрено обобщение формулы Журкова (1) Регелем, путем замены в (1) всех постоянных на функции, без их конкретизации: $t_c(\sigma,T)= t_0(\sigma,T) exp\left[\frac{U(\sigma,T)-\gamma(\sigma,T)\sigma}{RT}\right]$.

Эндохронное обобщение применимо к параметрическим моделям Менсона–Хафферда, Мориса–Миллера–Никитина, Шерби [3] и др., а также обобщения теорий длительной прочности механиков [5–8].

Анализ различных рассмотренных теорий и установленных для них масштабов времени показал заметное отличие вида масштабов для них. По–видимому [10, 12], в настоящее время эндохронный подход является единственным системным обобщающим

методом построения определяющих соотношений, корректного их сравнения путем сопоставления вида полученных для них масштабов. Масштабы для произвольной среды могут быть определены из эксперимента и аппроксимированы различными аналитическими, не только экспоненциального вида, соотношениями.

В [12] и других работах рассмотрены различные широкие системные возможности применения обобщенного времени для оценки наступление предела текучести, структурного перехода и потери прочности материалов в квазистатических и динамических процессах, отмечены примеры, экспериментальные данные.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ: 14-01-00823 и гранта Правительства РФ по Постановлению 220, Договору 14.B.25.31.0017.

Список литературы:

1. Стрелюхин А.И., Федоров В.А. Путь к разгадке кинетической прочности твердых тел (Серафим Николаевич Журков, 1905-1997) // Вестник ТГУ. Серия: Естественные и технические науки, 2013. Т. 18, вып. 4. – С. 1631-1633.
2. Регель В.Р., Слуцкер А.И., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1974. - 560 с.
3. Гольдман А.Я. Прогнозирование деформационно-прочностных свойств полимерных и композиционных материалов. Л.: Химия, 1988. – 272 с.
4. Регель В.Р., Слуцкер А.И. О кинетике механического и электрического разрушения. В сб. статей «К 90-летию академика Серафима Николаевича Журкова» / Отв. ред. Ж.И.Алферов. СПб: Физико-технич. ин-т им. А.Ф. РАН, 1995. - С. 14-20.
5. Качанов Л.М. Основы механики разрушения. М.: Наука, 1974. – 312 с.
6. Работнов Ю.Н. Ползучесть элементов конструкций. М.: Наука, 1966. – 752 с.
7. Илюшин А.А., Победря. Математическая теория термовязко-упругости. М.: Наука, 1970. -280 с.
8. Москвитин В.В. Сопротивление вязко-упругих материалов. М.: Наука, 1972. – 328 с.
9. Shapery R.A. On the characterisation of nonlinear viscoelastic materials // Polym. Eng. Sci. - 1969. – V. 9, № 4. P. 295-310.
10. Вакуленко А.А. Термодинамическое время в механике деформированных сред: Докт. дисс. в форме научн докл. – Л.: -1989. – 42 с.
12. Федоровский Г.Д. Эндохронные модели длительной прочности, структурных переходов и повреждаемости сплошных сред // Механика деформуемого твердого тела: Вестник Нижегородского ун-та, 2011. № 4 (4). - С. 1822-1824.

ПРОЧНОСТЬ, ХЛАДОСТОЙКОСТЬ И СКЛОННОСТЬ К ЗАМЕДЛЕННОМУ РАЗРУШЕНИЮ СВЕРХНИЗКОУГЛЕРОДИСТЫХ МАРТЕНСИТНЫХ СТАЛЕЙ

Шабалов И.П., Великоднев В.Я., Филиппов В.Г., Чевская О.Н.

ФГУП «ЦНИИчермет им. И.П.Бардина», ООО «Трубные инновационные технологии», г. Москва, Россия,
iqs12@yandex.ru

Известно, что наиболее дисперсной из сдвиговых структур является мартенсит, обладающий сочетанием наиболее высокой прочности при достаточной вязкости [1]. Особый интерес представляют низкоуглеродистые мартенситные стали, которые в зависимости от степени легирования при заданной толщине проката могут закаливаться при малых скоростях охлаждения на воздухе [2,3]. Комплекс высоких свойств низкоугле-

родистых мартенситных сталей обеспечивается благодаря получению ультрадисперсной структуры пакетного реечного мартенсита [3].

Анализ развития низколегированных трубных сталей показывает, что для заданных технических характеристик сталей для фитингов можно подобрать наиболее эффективное техническое и экономичное решение. Таким решением для проката из стали категории прочности К65 может быть создание стали на основе сверхнизкоуглеродистого мартенсита (СНМС).

В связи с этим, целью настоящей работы было исследование структуры и свойств сверхнизкоуглеродистых сталей с мартенситной структурой для оценки возможности их использования в качестве материала для соединительных деталей магистральных трубопроводов.

На основании анализа влияния легирующих элементов на структуру и свойства низкоуглеродистых мартенситных сталей [2,3] была разработана композиция легирования, позволяющая получать в стали закалочную реечную мартенситно-бейнитную структуру при после-деформационном охлаждении проката на воздухе со скоростями до 3 °С/сек. В качестве базового состава была взята композиция: 0,05 %С; 2,0 %Cr; 2,0 %Mn с небольшими добавками молибдена, никеля, ниобия и ванадия.

Результаты определения температурно-деформационных режимов контролируемой прокатки данной стали показали, что при скоростях охлаждения вплоть до 4°С/сек. в исследуемой стали обеспечивается формирование мартенситной структуры.

Для правильного выбора температурных режимов деформации исследовали склонность к росту аустенитного зерна методом закалки образцов при варьировании температуры нагрева от 900°С (температура термической обработки), до 1200°С (температура нагрева под прокатку).

Установлено, что при температуре нагрева 900°С средний размер аустенитного зерна составляет 13-15 мкм. Дальнейшее повышение температуры аустенитизации приводит к незначительному росту зерна аустенита вплоть до 28-30 мкм при 1200°С. Микроструктура проката, произведенного по двум принципиально различающимся схемам производства, состоит из смеси мартенсита и бейнита.

Механические свойства опытной стали в горячекатаном состоянии, учитывая способность данной стали закаливаться на воздухе и свойства этой же стали при различных режимах контролируемой прокатки, показаны в таблице 1.

Таблица 1. Механические свойства исследуемой стали

Номер полосы	Режим	$\sigma_в$, МПа	$\sigma_{пц}$, МПа	$\sigma_{0,2}$, МПа	δ_5,%	Ψ, %	НВ
1-1	ГК	1140	898	952	15,9	63,2	302
1-2	ГК	1092	785	866	16,2	63,3	285
1-3	ГК	1091	837	885	16,1	62,1	293
2-1	КП	1230	949	1008	14,5	59,6	321
2-2	КП	1273	933	1003	14,4	54,3	321
2-3	КП	1299	999	1056	15,8	58,2	311

ГК – горячекатаное состояние, КП – контролируемая прокатка

Анализ склонности к хрупкому разрушению исследуемой стали показал, что горячекатаная сталь имеет существенно (в 2 раза) меньший уровень ударной вязкости при комнатной температуре, в сравнении со сталью контролируемой прокатки. По мере снижения температуры испытаний разница между величиной ударной вязкости у стали контролируемой прокатки (по сравнению с горячекатаной) возрастает до 2,5-2,8 раз и при испытаниях (минус 60°С) опять снижается до двукратной величины (рисунок 1). Та-

кое поведение материала определяется дисперсностью и морфологией микроструктуры стали после контролируемой прокатки.

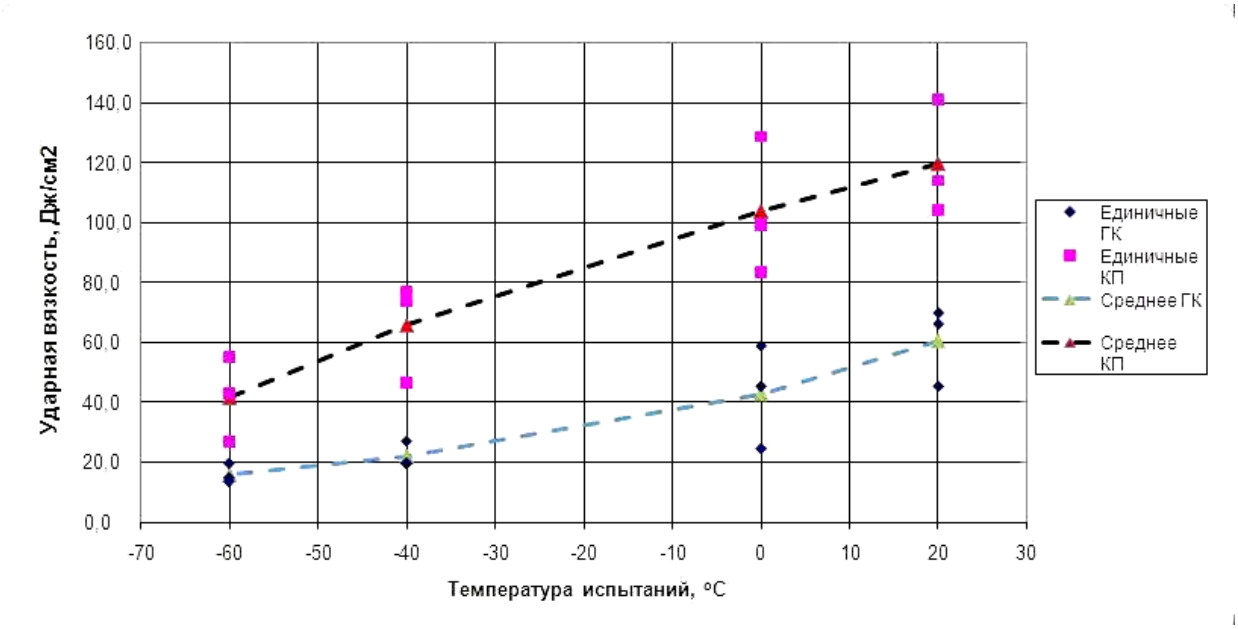


Рис. 1. Температурная зависимость ударной вязкости

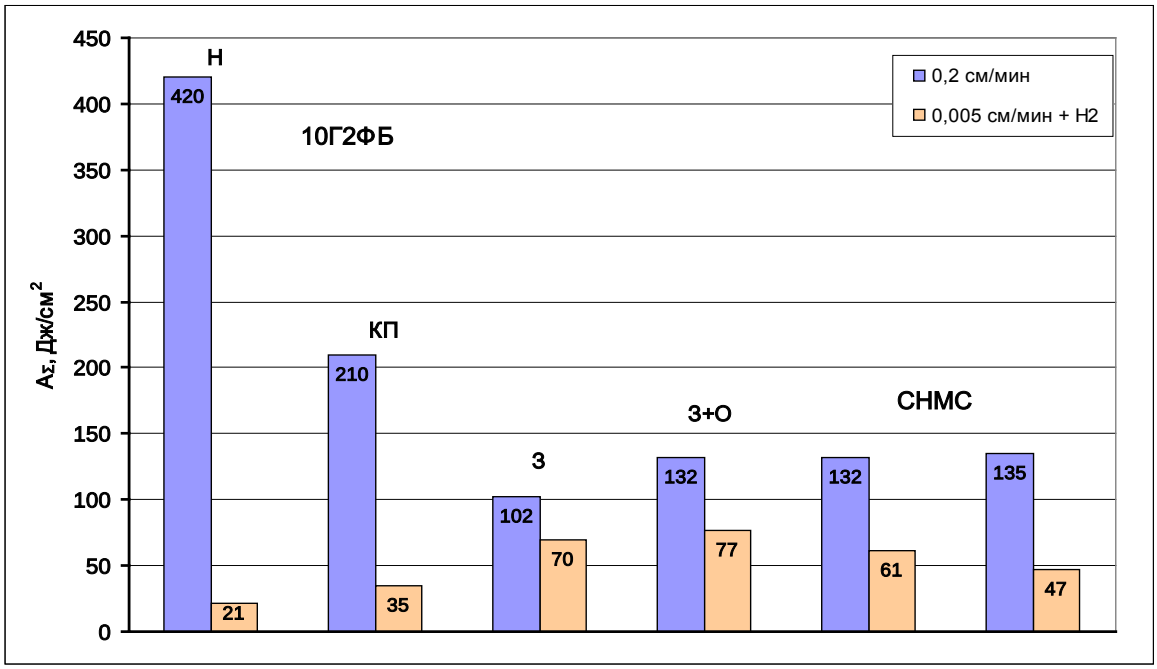


Рис. 2. Уменьшение работы разрушения в результате испытаний с низкой скоростью деформации в коррозионной среде при насыщении водородом стали 10Г2ФБ после контролируемой прокатки (КП),Нормализации (Н), закалки (З), закалки с отпуском (З+О), и СНМС после контролируемой прокатки

Испытания на замедленное разрушение проводили по методике ЦНИИчермет при разных скоростях нагружения в условиях одновременного воздействия коррозионной среды (Ph = 4,5) и насыщения водородом. Испытывали образцы 10х10х55мм с острым нардрезом на статический изгиб при скоростях нагружения 0,2 и 0,005 см/мин. Результаты испытаний представлены на рисунке 6. Для сравнения проводили испытания трубной

стали 10Г2ФБ в состоянии контролируемой прокатки (КП), после нормализации (Н), закалки (З) и закалки с отпуском при 600 °С (З+О).

Из рисунка видно, что испытания с низкой скоростью нагружения снижает работу разрушения в небольшой степени для стали 10Г2ФБ с феррито-перлитной структурой (КП и Н). Закалка и закалка с отпуском повышает прочность и снижает работу разрушения. При этом склонность к замедленному разрушению, оцениваемая по степени снижения работы разрушения при испытаниях с низкой скоростью нагружения также уменьшается (рис. 6).

Сопротивление замедленному разрушению СНМС близко к закаленному и термоупрочненному состоянию стали 10Г2ФБ и превосходит таковое для стали с феррито-перлитной структурой.

Выводы

1. Показана принципиальная возможность реализации ресурсосберегающей технологии термомеханической обработки проката из высокопрочной, закаливающейся на воздухе низколегированной стали обеспечивающей необходимый уровень потребительских свойств.

2. Показано, что после контролируемой прокатки стали типа 05Х2Г2ФБ бывшее аустенитное зерно имеет вытянутую форму, что является следствием высокого содержания в стали ванадия и ниобия, подавляющих рекристализацию, в то время как после стандартных режимов горячей прокатки аустенитное зерно полностью кристаллизовано и равноосно.

3. Установлено, что использование контролируемой прокатки позволяет, с одной стороны повысить на 100 Н/мм² характеристики прочности исследуемой стали при одновременном существенном повышении характеристик вязкости (KCV на 60 Дж/см²) и снижении склонности стали к хрупкому и замедленному разрушению.

Список литературы

1. Шабалов И.П., Морозов Ю.Д., Эфрон Л.И. Стали для труб и строительных конструкций с повышенными эксплуатационными свойствами// М.: Металлургиздат. 2003. 302 с.
2. Курдюмов Г.В., Утевский Л.М., Энтин Р.И. Превращение в железе и стали// М.: Наука. 1977. 237 с.
3. Клейнер Л.М., Шацов А.А. Конструкционные высокопрочные низкоуглеродистые стали мартенситного класса// Пермь: ПГТУ. 2008. 302 с.
4. Мишин В.М, Филиппов Г.А. Физика замедленного разрушения // Минеральные Воды: «Полиграфпром». 455с.

ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРОВАНИЯ МЕДЬЮ НА СТРУКТУРУ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЕРЛИТНОЙ СТАЛИ

Изотов В.И., Гетманова М.Е., Илюхин Д.С., Филиппов Г.А.

ФГУП «ЦНИИчермет им. И.П. Бардина», г. Москва, Россия,
iqs12@yandex.ru

Стали с перлитной структурой с 30-х годов XX столетия находятся под пристальным вниманием исследователей [1, 2], так как не изучены все особенности перлитного превращения и не все резервы по повышению физико-механических свойств стали используются в полной мере. Целью настоящей работы было исследование возможности повышения твердости и прочности перлитной углеродистой стали, предназначенной для

производства железнодорожных колес, при сохранении и даже уменьшении в ее составе содержания углерода путем дополнительного легирования медью до 1,25%. Исследования по влиянию меди на свойства стали проводятся в разных странах по двум основным причинам: во-первых, медь является неизбежным компонентом в составе металлургического лома и попадает в сталь в количестве 0,2–0,5%; во-вторых, медь является легирующим элементом, который увеличивает прочность железа [3].

В лабораторных условиях был получен материал для исследования – перлитная углеродистая сталь (№1), легированная медью 1,0–1,5%, близкая по составу к колесной стали марки «2» (ГОСТ 10791) с содержанием меди 0,12%.

При моделировании процесса термической обработки образцов в лабораторных условиях были выбраны режимы охлаждения, с целью получения перлитной структуры различной дисперсности. Термическая обработка имитировала обработку железнодорожного колеса. Поскольку железнодорожное колесо является изделием, имеющим сильно различающиеся по сечению составные элементы, а технология «прерывистой» закалки предусматривает охлаждение водой только обода, то очевидно, что разные элементы колеса при закалке охлаждаются с различной скоростью. Охлаждение образцов сечением 5х12х12 мм с температуры 900°С в лабораторной печи после ее отключения имитировало условие охлаждения ступицы колеса (*V*охл ~ 0,2°/сек). Охлаждение таких же образцов на воздухе (*V*охл ~ 2°/сек) имитировало условие охлаждения диска. Перлитное превращение нагретых до 900°С образцов в щелочной ванне с температурой 600°С (*V*охл ~ 20°/сек) и выдержкой в ней 5 минут имитировало обработку обода при его водяном охлаждении. Указанным обработкам были подвергнуты образцы, изготовленные из сталей двух составов: № 1 и марки «2» (ГОСТ 10791).

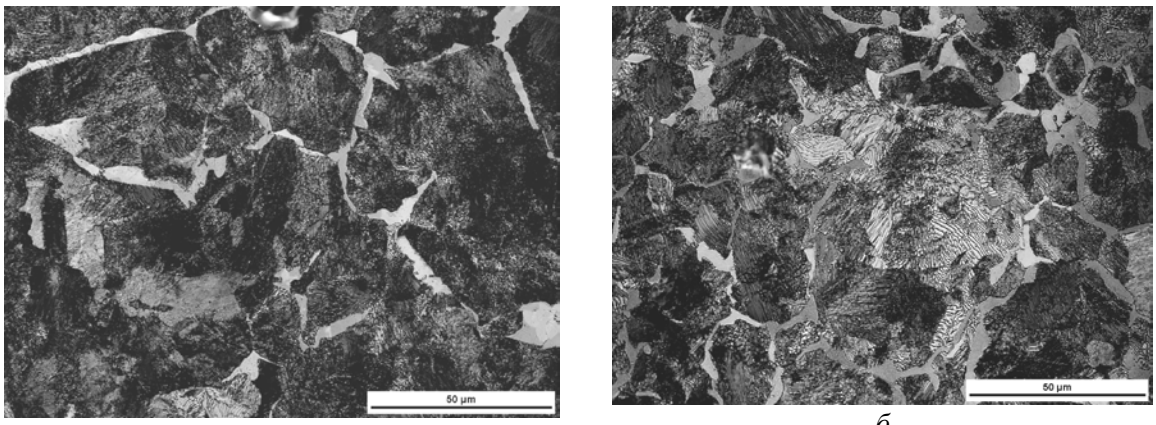
В таблице 1 приведены величины твердости образцов после различных режимов охлаждения (нагрев 900°С, 1 час). Твердость образцов исследованных сталей увеличивается с увеличением скорости охлаждения, то есть с понижением температуры превращения аустенита в перлитно-ферритную структуру. Наблюдаемое изменение твердости связано с изменением микроструктуры образцов.

Методами световой и просвечивающей электронной микроскопии исследовано влияние легирования медью на структуру и механические свойства перлитной углеродистой стали. В микроструктуре образцов, охлажденных с 900°С с печью (после ее выключения) наблюдается повышенное (до 10%) количество свободного феррита, который представляет собой сплошную или разорванную сетку толстых ~5–10 мкм прослоек по границам зерен. В перлитных колониях на шлифе при увеличении до 500 раз светового микроскопа разрешается пластинчатое строение, что свидетельствует о большом (>0,2–0,3 мкм) межпластиночном расстоянии (рис. 1, *а, б*).

Таблица 1. Влияние режимов охлаждения на твердость исследованных сталей

№ стали	Варианты охлаждения		
	С печью	На воздухе	В ванне при 600°С, 5 минут
	HRC	HRC	HRC
1	26	31	34
Марка «2» (ГОСТ)	16	28	34

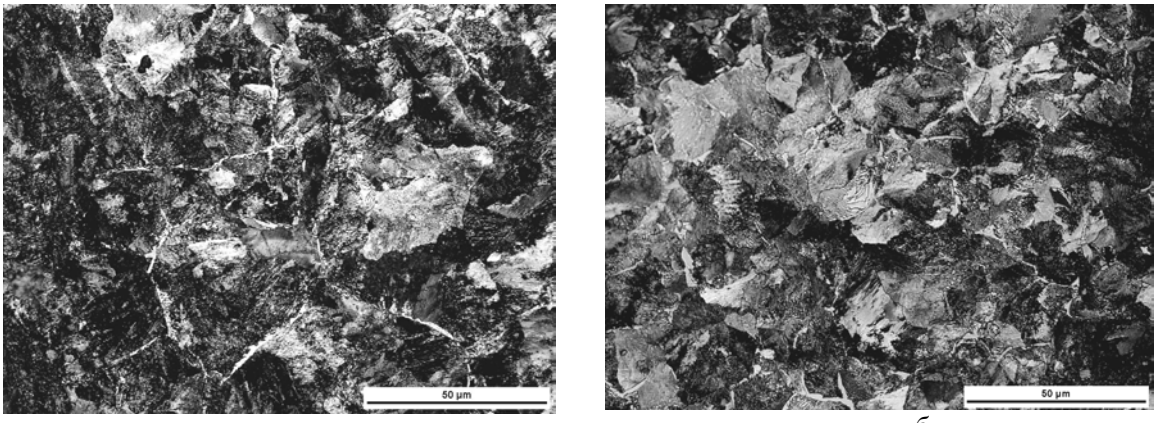
Твердость стали, легированной медью (№1), выше, чем твердость стали марки «2» (ГОСТ 10791), что свидетельствует о возможности выделения частиц меди в процессе такой термообработки (без дополнительного отпуска).



а *б*

Рис.1. Микроструктура образцов исследованных сталей после нагрева 900°С, 1 час и охлаждения в выключенной лабораторной печи: *а* – сталь №1; *б* – сталь марки «2»

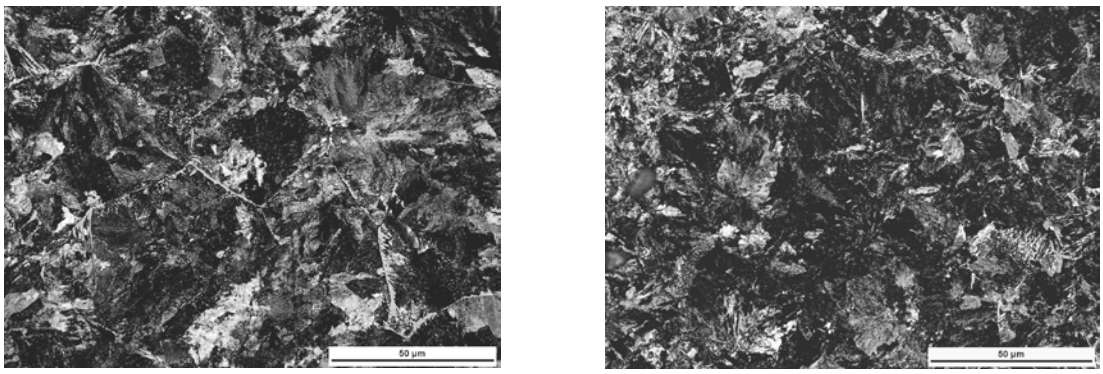
После охлаждения на воздухе в образцах уменьшается доля свободного феррита за счет уменьшения в 2-3 раза толщины прослоек по границам зерен (рис. 2 *а, б*). В стали №1 практически не разрешается в световом микроскопе при увеличении в 500 раз пластинчатое строение колоний перлита, что свидетельствует о малой (0,2 мкм и менее) величине межпластиночного расстояния.



а *б*

Рис. 2. Микроструктура образцов исследованных сталей после нагрева 900°С, 1 час и охлаждения на воздухе: *а* – сталь №1; *б* – сталь марки «2»

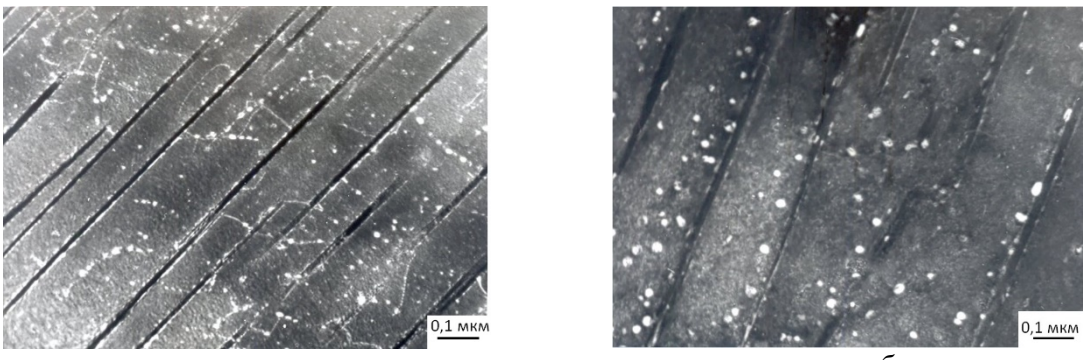
В стали №1 с твердостью HRC=31 содержанием марганца ~1,03%, тогда как в стали марки «2» (HRC =28) оно составляет ~0,75%. Чем выше содержание марганца в колесной стали, тем ниже температура перлитного превращения, тем дисперснее перлит и тем выше твердость стали. Твердость образцов, претерпевших перлитное превращение в изотермических условиях при выдержке 5 минут в ванне при 600°С, достигает HRC = 33–36 (НВ = 320–340), что выше требований к колесам марки «2» и на уровне колес марки «Т» (ГОСТ 10791). Микроструктура сталей (рис. 3, *а, б*) содержит малое количество (не более 1–2%) свободного феррита (тонкие прослойки на границах зерен), а в перлитных колониях не разрешается их пластинчатое строение (то есть перлит – тонкопластинчатый). Введение в состав колесной стали базового состава марки «2» (ГОСТ 10791) меди не приводит к нежелательному изменению микроструктуры стали и в целом благоприятно для достижения повышенного уровня твердости в разных частях колеса (ободе, диске, ступице).



а *б*

Рисунок 3 - Микроструктура образцов исследованных сталей после нагрева 900°С, 1 час и изотермического перлитного превращения в ванне при 600°С, 5 минут: *а* – сталь №1; *б* – сталь марки «2»

Методами просвечивающей электронной микроскопии, исследована сталь №1 после отпуска 500°С в течение 3 часов: частицы размером ~10 нм медной фазы наблюдаются в ферритных промежутках между цементитными пластинами (в том числе и на дислокациях), а также на самих пластинах цементита (рис. 4, *а*). После отпуска при 550°С в течение 3 часов частицы медной фазы существенно крупнее в размерах (~ 20 нм), чем после отпуска при 500°С (рис. 4, *б*). Таким образом, изменение твердости стали в зависимости от температуры и времени, обусловлено изменениями размеров и объемной доли выделившихся частиц медной фазы.



а *б*

Рис. 3. Микроструктура образцов исследованных сталей после нагрева 900°С, 1 час и изотермического перлитного превращения в ванне при 525°С, 5 минут: *а* – сталь №1; *б* – сталь марки «2»

Установлено, что после отпуска 500°С, 1 и 2 часа, прочностные характеристики повышаются на 10 % при сохранении пластических свойств, но ударная вязкость снижается в 2,5 раза по сравнению с исходным состоянием.

Список литературы

1. Счастливцев В. М., Мирзаев Д. А., Яковлева И. Л., Окишев К. Ю., Табатчикова Т. И., Хлебникова Ю. В. Перлит в углеродистых сталях// Екатеринбург: Институт физики металлов УрО РАН, 2006. с. 6.
2. Макаров А. В., Саврай Р. А., Счастливцев В. М., Табатчикова Т. И., Яковлева И. Л., Егорова Л. Ю. Структурные особенности поведения высокоуглеродистой перлитной стали при циклическом нагружении//ФММ, 2011, том 111, №1, с. 97 – 111.
3. Гудремон Э. Специальные стали. Перевод с немецкого. Том второй//Москва, 1960, с. 1351-1369, с.1387-1389.

ВЛИЯНИЕ ПЛАЗМЕННОГО ПЕРЕПЛАВА НА ПРОЧНОСТЬ НЕРЖАВЕЮЩИХ СТАЛЕЙ

Тюфтяев А.С[1]., Ильичев М.В.[1], Щукина Л.Е.[2], Филиппов Г.А.[2]

[1]*Объединенный Институт Высоких температур РАН. Россия, Москва*
[2]*ФГУП «ЦНИИчермет им. И.П.Бардина». Россия, Москва*
astpl@mail.ru, imvpl@mail.ru, ludmilashchilina@yandex.ru,
iqs12@ya.ru

Процессы с использованием плазмы находят все более широкое применение в технологии обработки материалов – сварке, резке, наплавке, напылении, поверхностной закалке тугоплавких материалов, в металлургии редких металлов и качественных сплавов.

В зависимости от степени ионизации различают высокотемпературную («горячую») и низкотемпературную («холодную») плазму. Степень ионизации в горячей плазме приближается к 100%. Частицы в плазме обладают энергией в пределах 1– 10^6 эВ. В связи с тем, что 1эВ соответствует энергии теплового движения при температуре около 11400 К , область существования плазмы находится в интервале температур 10^4– 10^{10} К [1].

В технике же получила применение «холодная» плазма, степень ионизации которой находится на уровне 1%, а температура 3000–30000 К. Образование низкотемпературной плазмы происходит при неупругих соударениях частиц газа. Роль ионизации молекул в формировании плазмы незначительна, так как скорости молекул значительно меньше, чем скорости ионов и электронов, ускоряемых электрическим полем [1,2].

Низкотемпературная плазма нашла достаточно широкое применение в области легирования сталей азотом из дуговой плазмы, раскисления магнитных сплавов с помощью аргоно-водородной плазмы, получения сталей с особо низким содержанием углерода, очистки металла от неметаллических включений, десульфурации и других процессов рафинирования [1,3,4].

Одним из наиболее перспективных направлений создания высокопрочных, коррозионностойких высоколегированных сталей является легирование азотом. Еще в 30-х годах первые исследования определили благотворное влияние азота на свойства и структуру аустенитной и аустенито-ферритной стали (выступает в качестве стабилизатора существования аустенита, а также, улучшает механические характеристики этой стали: повышает твердость, пределы текучести и прочности).

Кроме того, азот является дешевой заменой никеля (азот обладает большей аустенитообразующей способностью в 20 раз (рис.1) и приводит к упрочнению стали без существенного изменения ее пластичности и коррозионной стойкости).

Влияние азота на пластичность и прочность материала обусловлено формой его присутствует в стали.

К примеру, влияние азота, находящегося в твердом растворе (в аустените), заключается в торможении дислокаций или в создании полей искажений, которые должны преодолевать дислокации при своем движении [5,6].

Эффект упрочнения азотом проявляется при его присутствии в атомарном виде в твердом растворе или в составе карбонитридных фаз [10]. В связи с этим, при создании новых азотсодержащих сталей и способов их производства важно учитывать особенности поведения азота при его взаимодействии с жидким расплавом, в процессе кристаллизации и фазовой перекристаллизации. Именно эти процессы определяют эффективность легирования стали азотом.

Следует отметить, что введение в жидкую сталь азотосодержащих компонентов в сочетании с сильными нитридообразующими элементами позволяет существенно повысить прочность сталей ферритно-перлитного класса при сохранении низкой склонности

к хрупкому разрушению и хорошей свариваемости или даже при ее снижении [2,7]. Это является следствием получения мелкозернистой структуры и дисперсионного упрочнения мелкодисперсными нитридными фазами, что способствует формированию стабильной структуры и уменьшению склонности стали к разупрочнению в процессе эксплуатации.

Положительное влияние азота проявляется также и для аустенитно-мартенситных сталей: получение метастабильного аустенита в азотированных сталях переходного класса позволяет увеличить ресурс ответственных изделий, работающих в сложных условиях[8,9]. В сталях аустенитного класса легирование азотом повышает прочность и пластичность готовой продукции

Известно, что в нормальных условиях газы состоят из нейтральных молекул и являются изоляторами. Под воздействием температуры, электрического и высокочастотного разрядов, детонации, фотоионизации или излучения газ может быть частично или полностью ионизированным. При этом количество свободных электронов увеличивается в геометрической прогрессии, так как электрическое поле сообщает электрону во время свободного пробега больше энергии, чем необходимо для выбивания одного электрона. Столкновение электронов и положительных ионов, движущихся с большой скоростью, с нейтральными атомами и нейтральных атомов между собой приводит к повышению степени ионизации[5,7].

Использование плазмы позволяет влиять на форму присутствия азота в газовом потоке (молекулярная, возбужденная, атомарная). Последние две весьма активно поглощаются металлом, что позволяет за достаточно короткое время получить требуемое содержание азота в металле. Регулирование процесса азотирования осуществляется интенсивностью подачи плазмообразующего газа и парциальным давлением в нем азота.

Как показывает опыт, содержание азота в металле, находящемся в контакте с плазмой, может превышать его равновесное содержание в тех же температурных и концентрационных условиях при вакуумно-индукционной плавке[2,4].

Существует несколько предположений, объясняющих причину сверхравновесного содержания азота в металле при взаимодействии с азотсодержащей плазмой.

С металлом взаимодействуют атомы азота, образовавшиеся в результате термической диссоциации молекул азота в плазме, либо молекулы, энергия молизации которых за время прохождения пограничного слоя не успевает полностью релаксировать [2,7]. При нагреве металла плазмой у поверхности металла существует пограничный слой, в пределах которого имеется определенный градиент температуры и концентрации газов. Здесь осуществляется диффузия частиц газов, которые одновременно претерпевают различные превращения, включая рекомбинацию атомов с образованием молекул. Состав газа на границе с жидким металлом определяется соотношением двух процессов – диффузией реагирующих частиц через пограничный слой и их рекомбинацией. В условиях наступившего стационарного состояния кипения ванны поток азота из плазмы в металл может быть уравновешен только потоком азота из металлической ванны в атмосферу печи в виде пузырьков газа. Так как именно азот (в пузырьках) находится в основном колебательном состоянии – не возбужденный, так как до выделения его в виде пузырьков газа из металлического раствора он пришел в равновесие с решеткой металла, нагретого до умеренных температур (1800-2000 0С). Выделение азота из металлической ванны в виде пузырьков зависит от общего давления газов над расплавом, поверхностных свойств расплава и условия зарождения пузырьков газа.

Активные формы азота (атомы, ионы, возбужденные молекулы) при переходе от высоких температур плазмы ($\approx 10^4$К) к относительно низким температурам поверхности металла (≈2400К) релаксируют свою избыточную энергию [10,11]. Однако энергия частиц не успевает снизиться до равновесных значений, отвечающих температуре поверхности металла, поэтому эти частицы обладают повышенным химическим потенциалом азота на границе с металлом, что приводит к повышенному насыщению металла азотом.

При этом начинается процесс активного выделения азота из металла в зоне его контакта с атмосферой, что вызывает кипение ванны металла. Скорость десорбции азота резко возрастает и квазиравновесие нарушается.

В данной работе была проведена оценка твердости образцов (на примере стали 10Х8НМВФБ) после введения азота в агрегатах: вакуумная индукционная печь, вакуумно-дуговая печь и плазменно-дуговая печь. Отмечено, что наибольшие результаты (48,9-52,7HRC) показали образцы после ВДП и плазмотрона (0,190%...0,210% азота в стали).

Работа выполнена при поддержке РФФИ - грант №15-08-00400-а

Список литературы

1. Краснов А.Н., Шаривкер С.Ю., Зильберберг В.Г. Низкотемпературная плазма в металлургии. М. : Металлургия, 1970. 215 с.
2. Лакомский В.И. Плазменно-дуговой переплав. Киев : Техника, 1974. 335 с.
3. Исакаев Э.-Х., Синельников В.А., Филиппов Г.А. Перспективные технологии энергосбережения в металлургии и повышения качества металлопродукции // Черная металлургия: Бюл. НТиЭИ. 2005. № 7. С. 59–61.
4. Плазменная обработка сталей с различным химическим составом/ Ильичев М.В., Исакаев М.-Э.Х.,Филиппов Г.А.,Шматов П.Б.// Бюллетень «Черная металлургия».-2008.-№10
5. Hanninen H.E. Application and performance of high nitrogen steels. // High Nitrogen Steels.2004. p.371-379.
6. Stein G., Menzel J., High nitrogen alloyed steels on the move-fields of application. // High Nitrogen Steels.-2004. p.421-426
7. Костина М.В., Банных О.А., Блинов В.М. Особенности сталей, легированных азотом // МиТОМ. 2000. № 12. С. 3–6.
8. Кац Я.Л., Лактионов А.В., Окороков Т.Н. Взаимодействие азота с металлическими расплавами при вакуум-плазменном нагреве: Тез. докл. V Всесоюзн. совещ. «Плазменные процессы в металлургии и технологии неорганических материалов». М., 1988. С. 48–54.
9. . Словецкий Д.И. Моделирование и методы расчета физико-химических процессов в низкотемпературной плазме. М. : Наука, 1974. 296 с.
10. Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Анищенко Л.М. Высокотемпературные технологические процессы. Теплофизические основы. – М.: Наука, 1986, 172 с.
11. Фарнасов Г.А., Фридман А.Г., Каринский В.Н. Плазменная плавка. - М.: Металлургия, 1968, 180 с.

NONLOCAL MODEL OF HIGH-STRAIN-RATE PROCESSES IN SOLIDS

Khantuleva T.A., Pavlov A.A.

St. Petersburg State University, St.Petersburg, Russia
khan47@mail.ru, pavlovfmf@gmail.com

New concept of high-strain-rate processes in solids based on the nonlocal theory of nonequilibrium transport is suggested. In the framework of the theory a general integral stress-strain relationship depending on the strain-rate and the external pulse duration describes both the elastic medium reaction to an external loading and a transition to hydrodynamic flow. The model shows the difference between the shock loading and continuous one which is growing with the loading strain-rate. It also reveals another special feature of the high-rate deformation

that the division of stress-strain components into elastic and plastic parts is incorrect because of the experimentally found elastic modules dependence on the strain-rate. Constructed on the integral relationship a model of elastoplastic shock-induced wave changing its waveform during its propagation along a material is able to describe all complex experimentally observed laws that cannot be explained in scope of the conventional continuous mechanics.

Special features of high-rate deformation

High-strain-rate deformation of solids is a nonequilibrium process that accompanied by a whole complex of multistage and multiscale relaxation and energy exchange processes that make the medium reaction to an external loading abnormal from the point of view of continuous mechanics. The mechanisms of the impulse and energy exchange between different degrees of freedom at different temporal and special scales are various and not entirely understood till present. As a result, such conventionally constant medium characteristics as the elastic modules become a functionals of the straining regime and depending on the strain-rate. For the short duration shock loading the inertial forces and play more important role than the potential interaction. As experiments [3] show all these special features make the continuous mechanics approaches invalid for high-rate processes. Numerous attempts to construct a general theory of the nonequilibrium transport encountered an obstacle – the inadaptability of the near-equilibrium thermodynamics and continuum mechanics to the processes far from equilibrium on the one hand and the inability to develop a closed theoretical approach to the structure formation on the other hand.

In nonequilibrium statistical mechanics it is derived that the transport equations cannot be localized far from thermodynamic equilibrium because of the retardation and collective interaction effects. The determining relationships between thermodynamic fluxes and forces valid far from equilibrium should be integral and take into account nonlinear, nonlocal and memory effects by means of spatiotemporal correlation function incorporated as a kernel into the integral relationships [1]. New theoretical approach to nonequilibrium transport in solids developed on the base of the results of nonequilibrium statistical mechanics and cybernetic physics proposes integral mathematical models that allow a description of the medium behavior outside the conception of continuum mechanics including the system structurization under dynamic external loading [2].

Shock-induced wave propagation

Within the nonlocal theory of nonequilibrium transport processes [2-3] an approximate solution to the problem on unsteady shock-induced plane elastoplastic wave propagating in solid material had been obtained. In the reference connected to the elastic precursor running at the constant longitudinal sound velocity C, $\zeta = (t - x/C)/t_R$, $\xi = x/L$, an essential simplification of the nonlocal model for the impulse transport (1) is gained on the condition $\tau\partial/\partial\zeta \square \varepsilon\partial/\partial\xi$ resulted from the evaluation $\varepsilon/\tau = Ct_R/L << 1$. Here parameters are introduced: $\tau = t_r/t_R$, $\theta = t_m/t_R$ (retardation), $\varepsilon = Ct_r/L$ (nonlocality). t_R is typical loading time (force acts over a period t_R) that is not included in conventional deformation models, L is typical distance from the impact surface (target thickness). Longitudinal sound velocity C is defined by the relationship $\rho_0 C^2 = K + 4G/3$, where ρ_0 is the initial medium density, K, G are the elastic compression and shear modules respectively. Relaxation of shear degrees of freedom considers to be irreversible process which determines the reaction of condensed medium to dynamic loading whereas the volume relaxation going much slower, should be considered frozen. The impulse transport equation with the terms of order $\varepsilon/\tau << 1$ neglected results an equation for the mass velocity in the wave with the model integral kernel depending on the parameters τ, θ

$$J_1(\zeta)=\rho_0 C v=\rho_0 C^2 e\,,\qquad v=\int_o^{\omega} d\zeta' \exp\left\{-\frac{\pi\left(\zeta-\zeta'-\theta\right)^2}{\tau^2}\right\}\frac{\partial v}{\partial \zeta'}\,. \tag{1}$$

Unlike differential wave models, the integral relationship (1) determines the stress component $J_1(x.t)$ at a spatiotemporal point by the strain-rate history all over the wave. For the constant loading strain-rate $\partial v/\partial\zeta=\dot{e}$ an explicit solution to (1) describing both relaxation of the elastic precursor and retardation of the plastic front, had been derived.

$$v(\zeta;\tau,\theta)=C\frac{\tau\dot{e}}{2}\left(\operatorname{erf}\frac{\sqrt{\pi}(\zeta-\theta)}{\tau}+\operatorname{erf}\frac{\sqrt{\pi}\theta}{\tau}\right)\begin{array}{l}\xrightarrow[\zeta/\tau\to 0,\theta/\tau\to 0]{} Ce,\\ \xrightarrow[\zeta/\tau\to\infty,\theta/\tau\to\infty]{} C\tau\dot{e},\end{array}\quad \zeta<k=\frac{1}{\dot{e}}\,, \tag{2}$$

$$v(\zeta;\tau,\theta)=C\frac{\tau\dot{e}}{2}\left(\operatorname{erf}\frac{\sqrt{\pi}(\zeta-\theta)}{\tau}+\operatorname{erf}\frac{\sqrt{\pi}\theta}{\tau}\right)\begin{array}{l}\xrightarrow[\zeta/\tau\to 0,\theta/\tau\to 0]{} Ce,\\ \xrightarrow[\zeta/\tau\to\infty,\theta/\tau\to\infty]{} C\tau\dot{e},\end{array}\quad \zeta<k=\frac{1}{\dot{e}}\,. \tag{3}$$

During the loading below the elastic limit the solution (2) describes the relaxation of the elastic precursor. After the loading (3) the solution describes the shear relaxation in plastic front as aftereffect when due to the medium inertia impulse accumulates in the medium and relaxes for $t_r >> t_R$ after loading. The non-stationary two-wave front is forming without previous division of the stress into elastic and plastic parts. It has been demonstrated that the approximate solution (2)-(3) adequately describes all the experimentally observed effects related to the elastic-plastic wave propagation [3]. Fig. 1(a) shows the elastoplastic transition during continuous high-rate plane loading, and Fig.1(b) presents mass velocity profiles resulted from the shock loading for different parameters τ,θ corresponding to the different distance traveled by the wave.

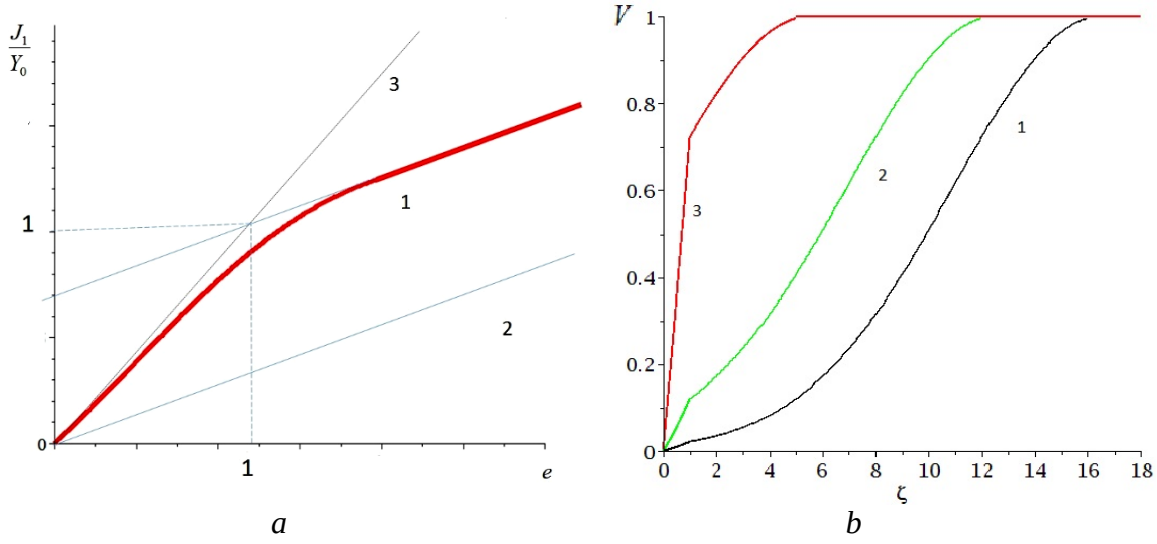


Fig.1. (*a*) high-rate stress-strain relation for continuous loading, (*b*) shock-induced evolving profiles

The impulse loss during propagation

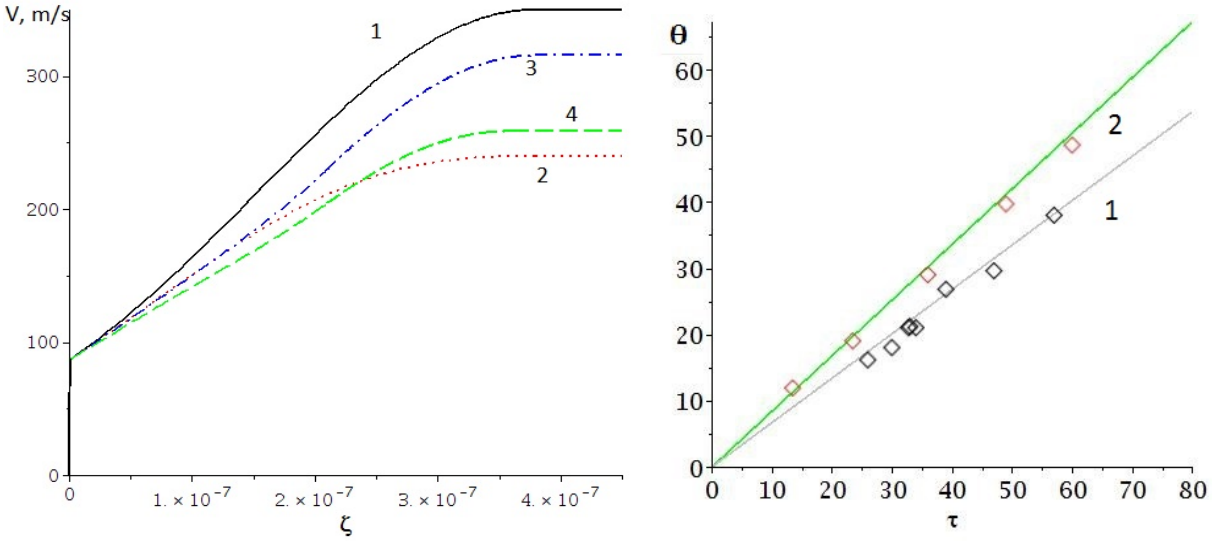
Experimental measuring of the elastic-plastic waveforms at different target thicknesses and at the approximately equal shock velocity [3] show that for the shock velocities more 190 m/s there is observed a loss of the impulse amplitude that cannot be explained by dissipation effects. Such energy losses were also found out by Ravichandran [4] for high-rate deformation of solids and earlier collected by Bever [5]. Taking into account the term of the order $\varepsilon/\tau=Ct_R/L<<1$ neglected in (1) it becomes possible to calculate the loss of the wave amplitude

$$\Delta v = \frac{\varepsilon}{\tau}\int_0^{\zeta} d\zeta' \frac{dv}{d\xi}. \tag{4}$$

Calculation using (4) showed the loss dependence on the strain-rate during the shock loading and the distance traveled by the wave. Though the dependence was observed experimentally, the calculated loss is considerably smaller than the experimental one. However, accounting of the loss due to the plastic front retardation at variable speed,

$$C(\zeta) = \frac{1}{1+\frac{\zeta C_l}{x}}. \tag{5}$$

results in the velocity loss growth Fig.2(a) shows the velocity profiles with the loss.



a *b*

Fig.2. (*a*) speed wave propagation profile for steel, 1-no loss speed, 2–experiment profile, 3–loss speed use (4), 4–loss speed use (5). (*b*) evolution path for 1–steel, 2– aluminum D-16

It should be noticed that all parameters τ,θ taken from the experimental profiles at different distances from the shock surface lie on two straight lines for two materials (Fig.2(b)).

References

1. Zubarev D.N. Nonequilibrium Statistical Thermodynamics. Moscow, 1970.
2. Khantuleva T.A. Nonlocal Theory of Nonequilibrium Transport Processes. St.Petersburg, SPbU Publ., 2013.
3. Meshcheryakov, Yu.I., Khantuleva, T.A., 2015. Nonequilibrium Processes in Condensed Media. Part 1. Experimental Studies in Light of Nonlocal Transport Theory. Physical Mesomechanics . Vol. 18, No3, pp. 228-243.
4. Ravichandran G., Rosakis A.J., Hodovany J., Rosakis P., 2002. On the Conversion of Plastic Work into Heat during High-Strain-Rate Deformation.. Proc.CP620, Intern. Conf. *"Shock Compression of Condensed Matter"*. Atlanta, USA, 2001, (ed. by M.D. Furnish, N.N. Thadhani, Y. Horie, Amer. Inst. Phys. 0-7354-0068-7/02), p.557–562.
5. Bever, M.B., Holt. D.L. and Tichener, A.L., 1973. The Storied Energy of Cold Work. Prog. Mat. Sci. - V. 17. - P.1.

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ТЕРМОЦИКЛИРОВАНИЯ СПЛАВА TiNi НА ПАРАМЕТРЫ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ

Вьюненко Ю.Н., Черняева Е.В.*

ООО «Оптимикст Лтд», Санкт-Петербург,
**Санкт-Петербургский государственный университет.*
lena@smel.math.spbu.ru

Изучение акустической эмиссии (АЭ) в материалах с термоупругими мартенситными превращениями проводится, как правило, в условиях равномерного нагрева с поверхности образца [1]. В реальных технологических процессах применение силовых элементов конструкций из металлов с эффектом памяти формы может сопровождаться градиентами физических характеристик, как окружающей среды, так и самого материала. Важно знать, как это отразиться на АЭ при ее использовании в неразрушающем контроле состояния действующих механизмов. В первую очередь встает вопрос о закономерностях генерации акустических сигналов при неравномерном нагреве конструкций.

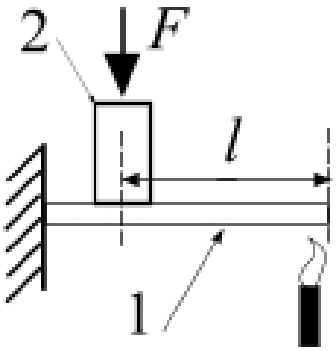


Рис.1. Схема установки.
1 – образец из TiNi,
2 – датчик АЭ

Для ответа на данный вопрос были проведены измерения АЭ в консольно-закрепленной пластине (64x10x2 мм) из сплава Ti–50,6 вес.%Ni. Длина рабочей зоны образца (1) *l* составляла 45мм (рис.1). Датчик АЭ (2) MSAE1300WB-C устанавливали на верхней поверхности пластины с прижимным усилием примерно 2 Н. Градиент поля температур по длине образца обеспечивали нагревом свободного края пластины пламенем свечи.

Типичная картина АЭ при термоциклировании сплава TiNi приведена на рис.2.

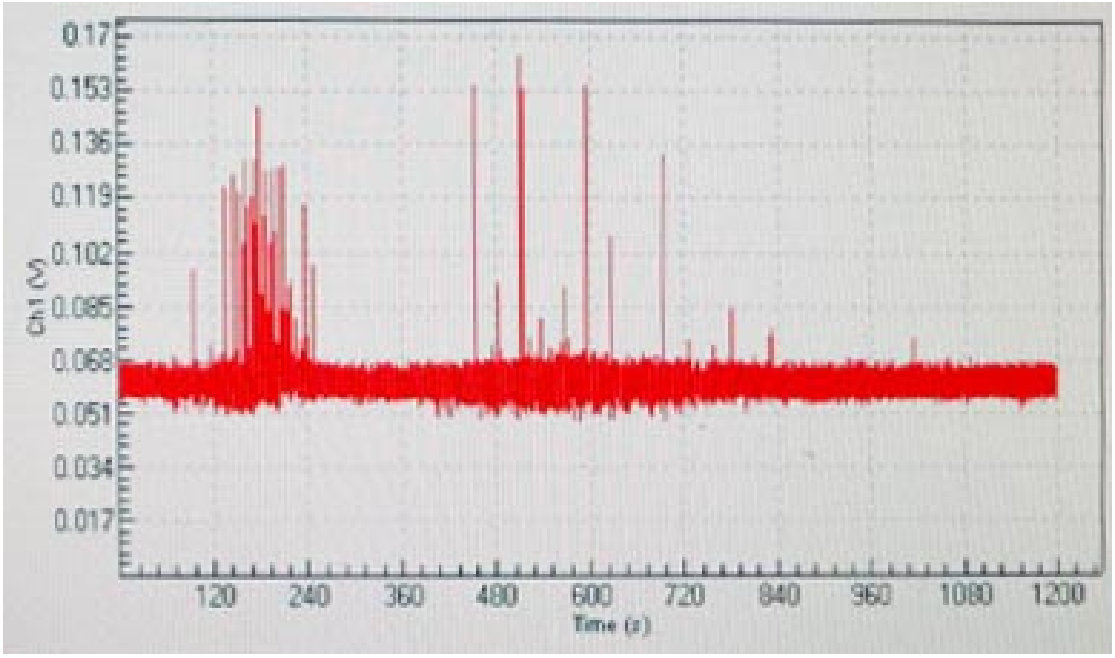


Рис.2. Типичная картина АЭ в цикле нагрев-охлаждение (нагрев пламенем свечи с 20 до 300 сек от начала эксперимента, охлаждение при комнатной температуре).

На фоне общей, относительно слабой АЭ наблюдаются мощные сигналы. Причем, первые пики как при обратном, так и при прямом мартенситных превращениях, как правило, появляются за несколько секунд до начала прихода основной массы акустических сигналов.

Измерения показали, что АЭ сильно зависит от величины l – расстояние от зоны нагрева до датчика. При l = 10 мм первые импульсы были зарегистрированы на 60-й секунде нагрева; общее количество сигналов при обратном превращении $N_{нагр}$ равнялось 340. Смещение датчика на расстояние l = 25 и 40 мм привело, к задержке начала регистрации АЭ. Первые импульсы были отмечены, соответственно, только на 100-й и 160-й секунде нагрева, при этом общее число сигналов при нагреве уменьшалось ($N_{нагр}$ = 122 и 32, соответственно). Таким образом, с помощью АЭ, сопровождающей трансформацию кристаллической решетки, можно судить о развитии этого процесса в различных зонах всей конструкции.

Для выяснения других факторов, влияющих на АЭ при неравномерном нагреве, были проведены дополнительные эксперименты. Образец TiNi, отожженный при 500^{o}C в течение 17 минут и закаленный в воде, был подвергнут нескольким последовательным циклам нагрев-охлаждение с 10-минутной выдержкой при –5^{o}C перед первым термоциклом (l = 40 мм). На рис. 3*а* показано изменение числа сигналов АЭ при термоциклировании.

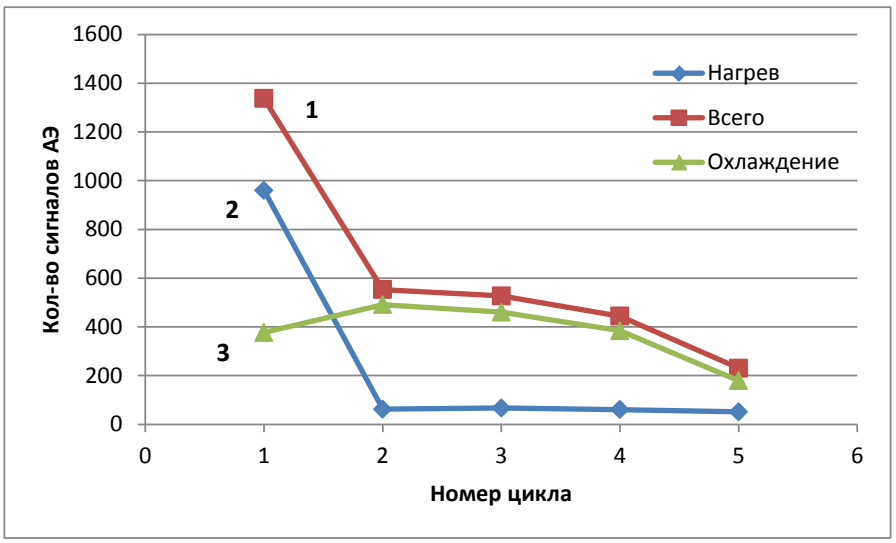
Из приведенных данных видно, что термоциклирование приводит к снижению АЭ, что соответствует ряду случаев, отмеченных в [1]. Однако обращает на себя внимание то, что, в отличие от обратного мартенситного превращения (кривая 2 на рис.3*а*), при прямом превращении (кривая 3) максимальная АЭ наблюдалась во втором термоцикле. Нужно отметить, что первый значительный импульс при нагреве в первом цикле отмечен через 75 секунд (рис.2) после начала нагрева, а в последующих он фиксировался примерно на 120-х секундах.

Повторная серия термоциклов была проведены через 48 часов после первой серии опытов (рис. 3*б*). В 6-м цикле наблюдался возврат к большой АЭ (свыше 1000 сигналов) при нагреве. Однако при охлаждении сигналов было зарегистрировано меньше (порядка 140). И в последующих 7-10-м термоциклах уровень АЭ не превышал 200 сигналов.

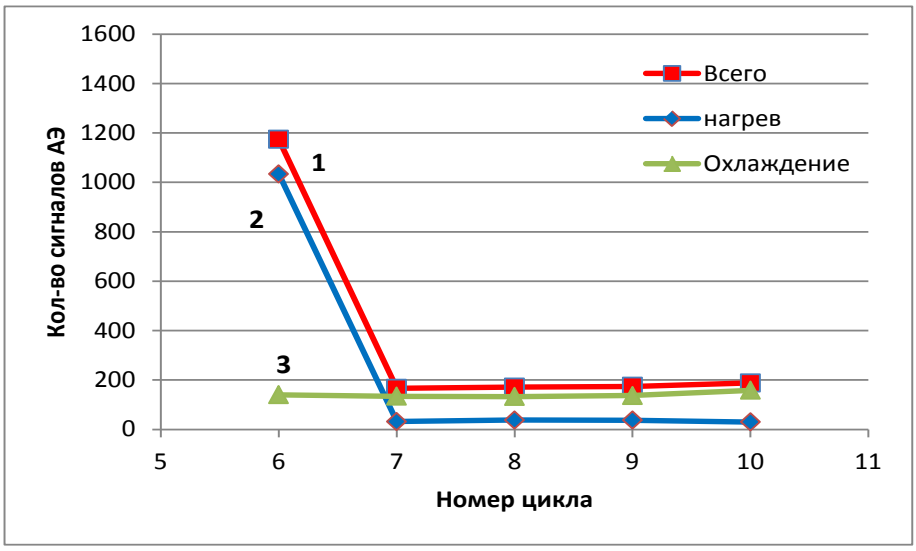
Разница между 5-м и 6-м циклами указывает на возможность протекания значительных релаксационных процессов в условиях неполного прямого мартенситного превращения. Влияние их на упругие характеристики и внутреннее трение было показано в работе [2].

Проверка данного предположения была проведена при помощи термоциклирования с 10-минутной выдержкой образца при –5^{o}C перед каждым циклом «нагрев-охлаждение». В первом термоцикле было 1122 импульса АЭ при нагреве и 963 – при охлаждении. Во втором, соответственно, 802 и 658 импульса. Сравнивая эти данные с предыдущими результатами (рис.3), можно полагать, что гипотеза о полноте превращения правомерна, т.к. разница между первыми двумя циклами существенно уменьшилась. Наличие этой разницы может быть вызвано смещением интервалов температур фазового превращения (как правило, в сторону понижения). Снижение АЭ в 2-м и 7-м циклах может быть обусловлено также фазовым наклепом, возникающим при мартенситных превращениях.

Полученные результаты показывают, что на процесс АЭ в условиях значительных градиентов температурных полей влияют взаимное расположение датчика АЭ и зоны нагрева, термоциклирование (как указано в [1]) и физические процессы, сопровождающие фазовые переходы (релаксационные процессы, полнота превращения, фазовый наклеп и смещение характеристических температур превращения).



а



б

Рис. 3. Зависимость общего числа зарегистрированных сигналов АЭ (1) и количества сигналов при нагреве (2) и охлаждении (3) от номера термоцикла в 1–5 (*а*) и (6–10) (*б*) циклах.

Тем не менее, приведенные результаты свидетельствуют в пользу того, что АЭ при термоупругих мартенситных превращениях может быть индикатором режима работы механизмов, использующих эффект памяти формы

Список литературы

1. Потекаев А.И., Плотников В.А. Акустическая диссипация энергии при термоупругих мартенситных превращениях. – Томск: изд-во НТЛ, 2004 г.
2. Вьюненко Ю.Н., Лихачев В.А. Временная зависимость внутреннего трения в никелиде титана вблизи температур фазового превращения. // Металлофизика, 1980. – Т.2, №6. – С.52-56

БЫСТРОРЕЖУЩИЕ БЕЗВОЛЬФРАМОВЫЕ СТАЛИ, ЛЕГИРОВАННЫЕ АЗОТОМ

Белоусов А.В., Белоусов Г.С., Гетманова М.Е., Филиппов Г.А.

ФГУП «ЦНИИчермет им. И.П. Бардина», г. Москва, Россия.
iqs12@yandex.ru

В машиностроении эффективность производства и качество изготавливаемой продукции в значительной степени зависят от качества применяемого инструмента. Поэтому перспективными являются работы, направленные на создание новых составов инструментальных быстрорежущих сталей с повышенными функциональными свойствами. Исходя из того, что азот, подобно углероду, давно известен в качестве весьма эффективного упрочнителя сталей и сплавов на основе железа как в твердом растворе, так и в виде нитридов [1 - 4], было предложено использовать нитридное упрочнение в инструментальных сталях, т.к. нитриды в ряде случаев имеют большую адгезию с упрочняемой матрицей, более теплопроводны и значительно более теплостойки по сравнению с карбидами.

Однако растворимость молекулярного азота при атмосферном давлении вплоть до температуры плавления железа невелика (0,045% при 1500 ^{0}C) [3,4]. Обычно азотсодержащие стали получают с использованием плавильных методов (введением лигатур, повышением парциального давления азота в печи, наведение соответствующих шлаков), либо насыщением атомарным азотом поверхностей деталей и инструмента (например, в среде диссоциированного аммиака). Нитриды, образующиеся при кристаллизации слитка, имеют большие размеры и неравномерно распределены по сечению, что невозможно исправить последующими операциями ковки, прокатки, термической обработки и т.п. Метод насыщения атомарным азотом поверхности готовых деталей сопряжен со значительными ограничениями по размерам изделий и глубине азотсодержащего слоя. Кроме того, из-за высокой активности атмосферы насыщение поверхности металла в среде диссоциированного аммиака приводит к образованию сплошного нитридного слоя, препятствующему дальнейшему проникновению азота [1 - 4].

В ФГУП «ЦНИИчермет им. И.П.Бардина» разработали технологию получения высокопрочных инструментальных сталей методом термо–барического легирования в среде компримированного азота матричных порошков с последующим их компактированием горячим прессованием. В основе такого легирования лежит процесс насыщения гранул молекулярным азотом при повышенных температурах и давлениях. В этих условиях вследствие усиления взаимодействия молекул активность азота может достигать величин, сопоставимых с активностью атомарного азота, образующегося при диссоциации на поверхности железа. Варьирование азотного потенциала и температуры при термо–барической обработке позволяет получать порошки с равномерно распределенными по сечению гранул дисперсными нитридами с заданной объемной долей, в том числе высокостабильными нитридами алюминия, титана, ниобия, кремния без образования сплошного барьерного поверхностного слоя из ε-нитрида на основе железа.

Основные закономерности формирования структуры и свойств сталей с нитридным упрочнением изучали на порошках матричных сплавов, подвергнутых обработке в молекулярном азоте с последующим компактированием. В качестве матричных сплавов выбрали безуглеродистые сплавы, содержащие хром и молибден и некоторые другие элементы. Матричные сплавы дополнительно легировали сильными нитридообразующими элементами: кремнием, титаном и ниобием с различными концентрациями для варьирования объемной доли нитридной фазы. Таким образом, сплавы содержали сильные (титан и кремний) и более слабые (хром) нитридообразующие элементы.

Управление азотным потенциалом и температурой при обработке в среде компримированного азота позволило получить порошки с равномерно распределенными по сечению гранул дисперсными нитридами с заданной объемной долей, в том числе высокостабильными нитридами алюминия, титана, ниобия, кремния без образования сплошного барьерного поверхностного слоя из ε-нитрида на основе железа.

Нитридоупрочненные компактные материалы с максимально сохраненной дисперсной структурой из обработанных азотом сферических порошков получали горячей экструзией капсул со свободно насыпанным порошком, т.е. технологией, которая широко используется в промышленных масштабах.

Опробование термической обработки горячедеформированных прутков показало, что азотсодержащие инструментальные стали сохраняют после отжига в интервале температур 800 – 850^{0}С прочность и твердость на прежнем (исходном) уровне, что обусловлено высокой термической стабильностью нитридов. На рисунке 1 показаны результаты измерения твердости при различных температурах.

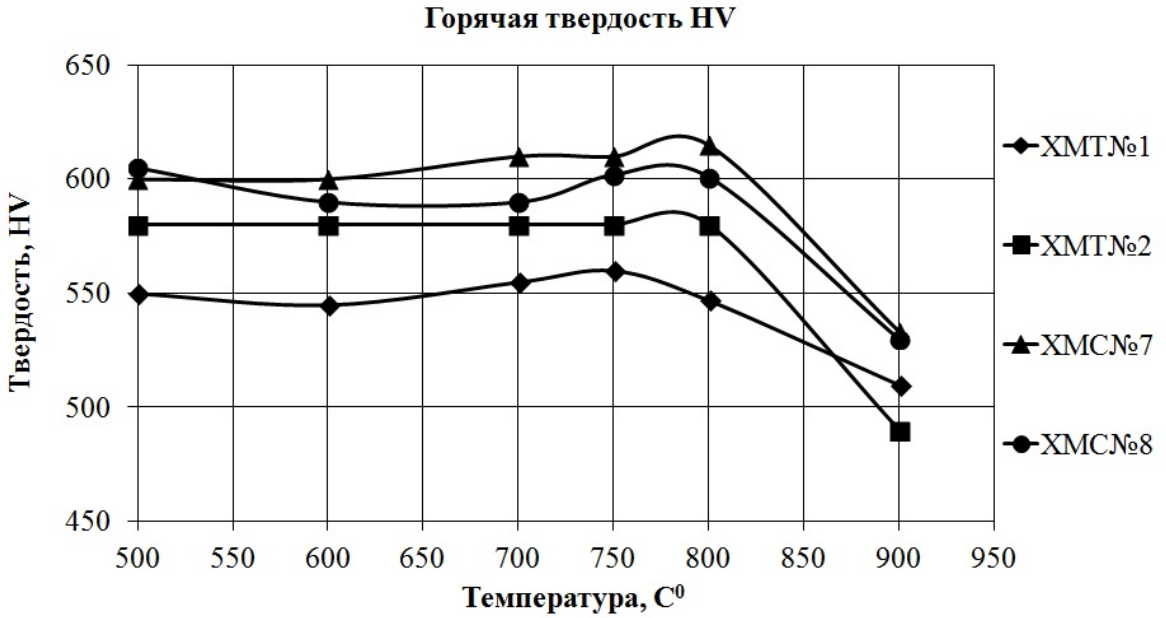


Рис. 1. Горячая твердость при различных температурах

Красностойкость K_{59}^{4} новых сплавов, имеющих оптимальный состав и подвергнутых оптимальной термической обработке, составила не менее 850 ^{0}С, что намного выше красностойкости хорошо известных быстрорежущих сталей Р18 и Р6М5 (650 ^{0}С).

Список литературы

1. Минкевич А.Н. Химико-термическая обработка металлов и сплавов./М.: Машиностроение, 1965. – 491с.
2. Геллер Ю.А. Инструментальные стали./М.: Металлургия, 1975. 584 с.
3. Гудремон Э. Специальные стали. Пер. с нем./М.: Металлургия, 1966. Т.2, 1270 с.
4. Лахтин Ю.М., Коган Я.Д., Шпис Г.И., Бемер З. Теория и технология азотирования/М.: Металлургия, 1991. 320 с.

ПРОЧНОСТНЫЕ И УСТАЛОСТНЫЕ СВОЙСТВА УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТОГО АЛЮМИНИЕВОГО СПЛАВА АК4-1, ПОЛУЧЕННОГО МЕТОДОМ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Хафизова Э.Д., Исламгалиев Р.К.

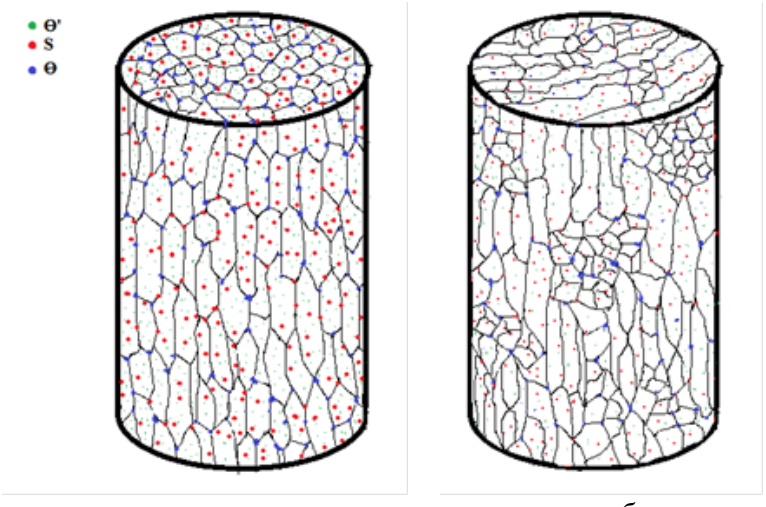
ФГБОУ ВПО «Уфимский государственный авиационный технический университет», г. Уфа, Россия
ela.90@mail.ru

Известно, что алюминиевый сплав АК4-1 широко используются в машиностроении и авиастроении в качестве конструкционного материала для изготовления деталей самолетов, поршней двигателей внутреннего сгорания, крыльчаток, колес компрессоров, а также лопаток. Все вышеперечисленные изделия в процессе эксплуатации подвергаются циклическим нагрузкам при повышенных температурах до 150^{o}C. В тоже время требования к свойствам материалов на основе алюминия с каждым годом увеличиваются, однако их прочность обычно не превышает 400 МПа.

Вместе с тем в недавних исследованиях продемонстрировано, что уровень прочностных свойств в алюминиевых сплавах может быть повышен путем измельчения зеренной структуры методами интенсивной пластической деформации (ИПД)[1-2]. При этом формирование ультрамелкозернистой (УМЗ) структуры в алюминиевых сплавах не всегда приводило к повышению усталостных свойств [3].

Поэтому целью настоящей работы являлось изучение возможности повышения прочностных и усталостных свойств алюминиевого сплава АК4-1, путем формирования УМЗ структуры методом ИПД, для расширения областей их применения в авиационной промышленности и увеличения срока службы деталей.

С помощью равноканального углового прессования (РКУП) были получены два типа структур: «Состояние1» - однородная ультрамелкозернистая (УМЗ) и «Состояние2» - бимодальная (смешанная) структура [4, 5]. Структурные модели показаны на рисунке 1.



а *б*

Рис. 1. Структурные модели образцов после различных видов обработки:
а – «Состояние 1», *б* – «Состояние 2»

Интерметаллидные частицы Al_9FeNi, свойственные этому сплаву, на схеме не представлены, так как их размеры и объемная доля не изменялись, следовательно, и вклад во всех состояниях этих частиц одинаков. Особенность «Состояния 1» заключает-

ся в УМЗ структуре с размерами 1,5 мкм и шириной 500 нм в продольном сечении и 480 нм в поперечном сечении, а также наличием дисперсных частиц фаз Θ', Θ и S размерами 20, 60, 80 нм, соответственно. Особенностью «Состояния 2» является бимодальная (смешанная) структура, где в продольном и поперечном сечениях сформирована УМЗ структура с размером зерен 250 нм и полосы с шириной 200-300 нм, а также присутствуют дисперсные частицы фаз Θ', Θ и S размерами 10, 40 и 60 нм, соответственно.

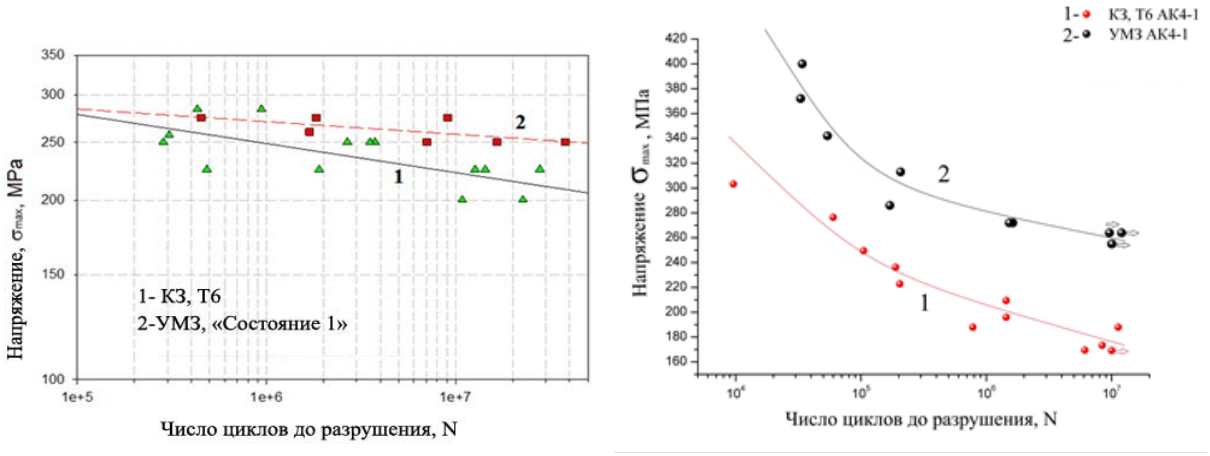
Исследования методом дифракции обратно отраженных электронов показали, что РКУП привело к сильному уменьшению размера структурных элементов и объемной доли малоугловых границ (МУГ) и, соответственно, к увеличению объемной доли большеугловых границ (БУГ) с 12% до 75 % в «Состоянии 1» и 55% в «Состоянии 2».

Формирование «Состояния 1» и «Состояния 2» в сплаве АК4-1 способствовало значительному повышению микротвердости на 16 % и 60 %, соответственно, по сравнению со стандартной обработкой (Т6) исходного материал. Предел прочности (временное сопротивление до разрушения) на 20 и 52%, соответственно, при этом значение относительного удлинения до разрушения уменьшилось в 2 раза. Механические испытания на растяжение УМЗ образцов АК4-1 при температуре 175°С показали, что значение предела прочности снижается незначительно, что подтверждает повышенную термическую стабильность механических свойств сплава АК4-1 в УМЗ состоянии вплоть до температуры 175°С (табл. 1).

Таблица 1. Механические свойства алюминиевого сплава АК4-1

Состояние	Температура испытаний	H_v, МПа	$\sigma_в$, МПа	$\sigma_{0,2}$, МПа	δ, %
АК4-1, Т6,	20°С	1220±8	370±3	320±5	16±2
	175°С	-	360±4	306±5	18±3
Состояние 1	20°С	1408± 37	460±8	420±5	7±1
	175°С	-	430±5	394±4	8±1,5
Состояние 2	20°С	1980±20	566±10	520±6	8±1
	175°С	-	530±4	495±5	7±2

Усталостные испытания по схеме «растяжение-сжатие» при асимметричном цикле R = 0,1 показали, что в алюминиевом сплаве АК4-1 формирование однородной УМЗ структуры «Состояние 1» привело к повышению предела выносливости на 15% по сравнению со стандартной обработкой (Т6) (рис. 2*а*).



а *б*

Рис. 2. Зависимость числа циклов до разрушения N от напряжений в цикле сплава АК4-1: *а* – КЗ(Т6) и «Состояния 1», *б* – КЗ(Т6) и «Состояния 2»

На рис. 2*б* представлены диаграммы усталости сплава АК4-1 в состоянии Т6 и «Состоянии 2». Усталостные испытания по схеме «изгиб с кручением» при симметричном цикле $R = -1$ показали, что после РКУП предел выносливости сплава составил 250 МПа, а в состоянии Т6– 170 МПа. Таким образом, можно сделать вывод, что обработка методом РКУП позволяет повысить предел выносливости сплава АК4-1 примерно на 47% по сравнению со стандартной обработкой Т6.

Таким образом, в данной работе продемонстрировано, что сплав АК4-1 с бимодальной (смешанной) структурой способен проявлять повышенные в 1,5 раза значения предела прочности (временное сопротивление разрыву) и предела выносливости по сравнению с образцом, подвергнутом стандартной упрочняющей обработке Т6, а однородная УМЗ структура приводит к менее значительному росту прочности и выносливости материала.

Большое значение в данном сплаве играет температура обработки, длительность деформации при данной температуре, так как во время деформации происходит активация диффузных процессов, уменьшение времени выделения дисперсных частиц, а именно Θ(Al_2Cu) и S (Al_2CuMg) фазы, которые играют очень важную роль в упрочнении материала.

Работа проводилась в рамках выполнения проекта РФФИ, выполняемого молодыми учеными («Мой первый грант») № 16-38-00507.

Список литературы

1. Валиев, Р.З. Наноструктурные материалы, полученные интенсивной пластической деформацией / Р.З. Валиев, И.В. Александров. – Москва: Логос, 2000. – 272 с.
2. Valiev, R. Producing bulk ultrafine-grained materials by severe plastic deformation / R. Valiev, Y. Estrin, Z. Horita, T. Langdon, M. Zehetbauer, Y. Zhu // JOM. – 2006. – PP. 33-39.
3. Estrin , Y. Fatigue behaviour of light alloys with ultrafine grain structure produced by severe plastic deformation: An overview / Y. Estrin , A. Vinogradov // International Journal of Fatigue. – 2010 – 32 – PP.898-907
4. Хафизова, Э.Д. Влияние интенсивной пластической деформации на структуру и механические свойства алюминиевого сплава АК4-1/ Э.Д. Хафизова, Р.К. Исламгалиева, В.Д Ситдикова. // Деформация и разрушение материалов - 2015.- № 6. - С. 25-29.
5. Khafizova, E. Microstructure, strength and fatigue of an ultrafine-grained Al-Cu-Mg alloy / E. Khafizova, R. Islamgaliev ,G. Klevtsov, E. Merson // Materials Physics and Mechanics.- 2015.- PP. 232-241

ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ МАРТЕНСИТА ПРИ ТЕРМОЦИКЛИРОВАНИИ И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА ДВУСТОРОННИЙ ЭФФЕКТ ПАМЯТИ ФОРМЫ В НИТИНОЛЕ $Ni_{49,8}$ $Ti_{50,2}$

Шарипов И.З.

Уфимский государственный технический университет,
г. Уфа, Россия, ilgizsh@mail.ru

Сплавы системы Ni-Ti с эффектом памяти формы (ЭПФ) применяются для изготовления исполнительных и функциональных устройств в нефтегазовой, космической технике, в медицине и др. областях [1]. В этих устройствах используют однократный или односторонний ЭПФ. Применение многократного или обратимого ЭПФ сдержива-

ется из-за того, что он по величине (~1%) на порядок меньше одностороннего [2], а также тем, что он нестабилен при термическом циклировании.

Так, например, в исследуемом сплаве $Ni_{49,8}Ti_{50,2}$ при многократном прохождении фазового перехода величина ЭПФ возрастает в 8-10 раз [3]. Такое изменение называют «эффектом тренировки» образца. На рис. 1 приведены дилатационные циклы – первый и сороковой. Здесь величина скачка при циклировании увеличилась в 6 раз.

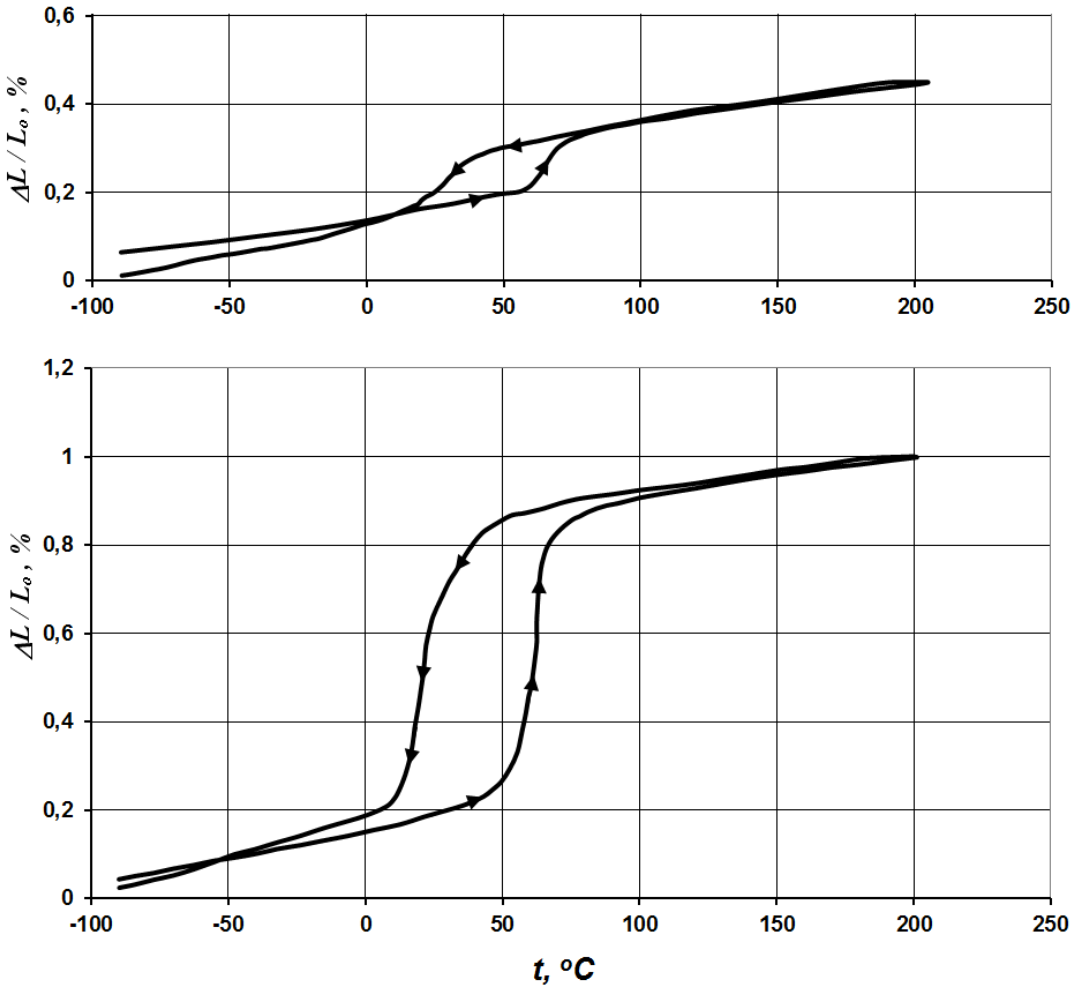


Рис. 1. Первый и сороковой дилатационные циклы прокатанного сплава $Ni_{49,8}Ti_{50,2}$. [4]

Изменение величины ЭПФ естественно обусловлено изменениями в структуре материала. Исследования микроструктуры материала показывают [5], что дилатация тесно связана с текстурой сплава $Ni_{49,8}Ti_{50,2}$. Чем сильнее выражена текстура, тем больше величина ЭПФ. При отсутствии текстуры дилатационный скачок при фазовом переходе аустенит-мартенсит в образце практически отсутствует.

Формирование текстуры образцов производилось прокаткой со степенью обжатия 40% при нагреве до температур 200-600 ^{o}C. После прокатки образцы показывают обратимый ЭПФ, т.е. происходит дилатационный скачок при нагреве и при охлаждении. Величина скачков зависит как от температуры прокатки, так и от числа термических циклов (рис. 2). Оба эти процесса влияют на текстуру, что подтверждают микроструктурные исследования образцов [6].

С повышением температуры прокатки величина дилатации снижается, что объясняется активизацией процессов возврата, а при 600 ^{o}C неполной рекристаллизацией, которые частичной снимают изменения в структуре материала, происходящие при деформации.

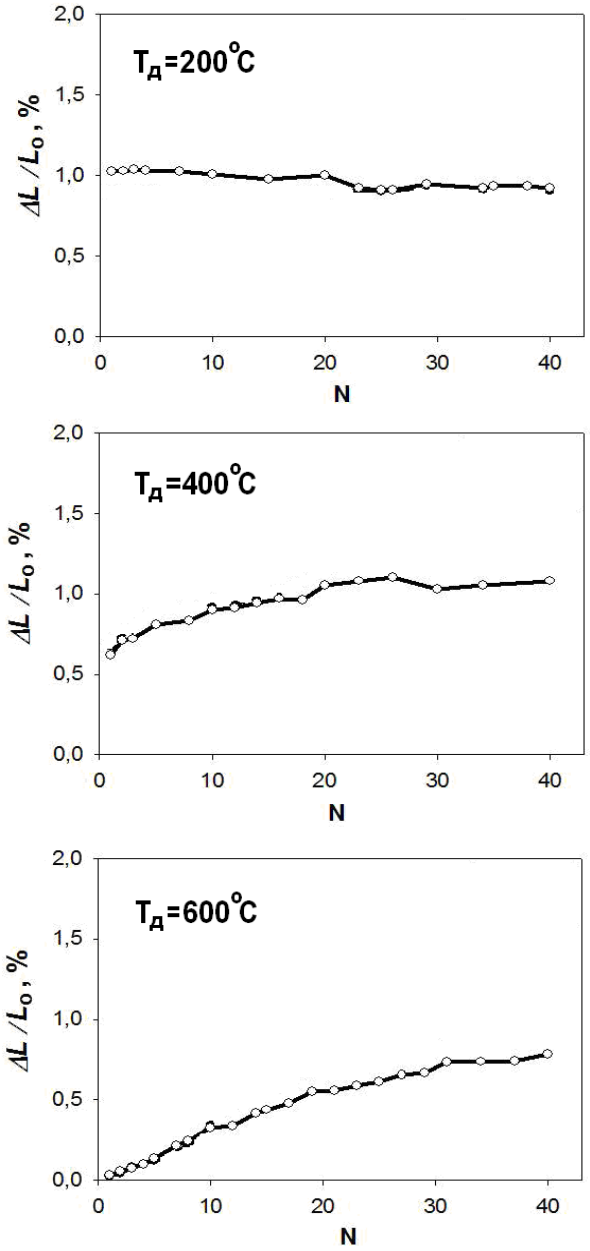


Рис. 2. Величина дилатационных скачков в образцах сплава $Ni_{49,8}Ti_{50,2}$ в зависимости от числа термических циклов (N) и температуры прокатки (Тд) [3]

В процессе термоциклирования нитинола (измерялось до 40 циклов) величина дилатационных скачков увеличивается. Поскольку их величина зависит от текстуры, значит, степень текстурованности материала возрастает при циклировании, что в свою очередь означает все более выраженную ориентацию пластин мартенсита в каком-то преимущественном направлении. Для этого мартенситные зерна должны изменять свои направления или переориентироваться. Такое изменение направлений кристаллов возможно во время зарождения и роста новых зерен мартенсита при фазовом превращении.

Что же является движущей силой такой переориентации мартенсита? Причиной, по всей видимости, является, снижение механических напряжений в растущих мартенситных зернах при прямом фазовом переходе.

Исходный изотропный материал практически не изменяется в размерах при фазовом превращении. Хотя кристаллическая решетка при превращении из аустенита в мартенсит в одних направлениях значительно растягивается, в других сжимается до 10%. Соответственно, растяжения и сжатия взаимно компенсируются, давая в результате почти неизменный объем ΔV=0,3% и форму образца. Такой процесс авторы [2] называют самосогласованием (self accommodation). Они приводят пример согласованного расположения зерен мартенсита, когда деформации соседних зерен взаимно компенсируются.

При прокатке такая согласованность нарушается. Происходит вытягивание зерен, их поворот, что приводит к появлению механических напряжений при фазовом переходе, изменению направлений мартенситных зерен, и появлению деформации всего образца. Деформация образца, как целого, приводит к переориентации все новых и новых зерен мартенсита, и, соответственно, к увеличению ЭПФ.

В случае параллельной ориен-тации 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.).

Переориентации мартенсита происходит при зарождении и росте зерен 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.

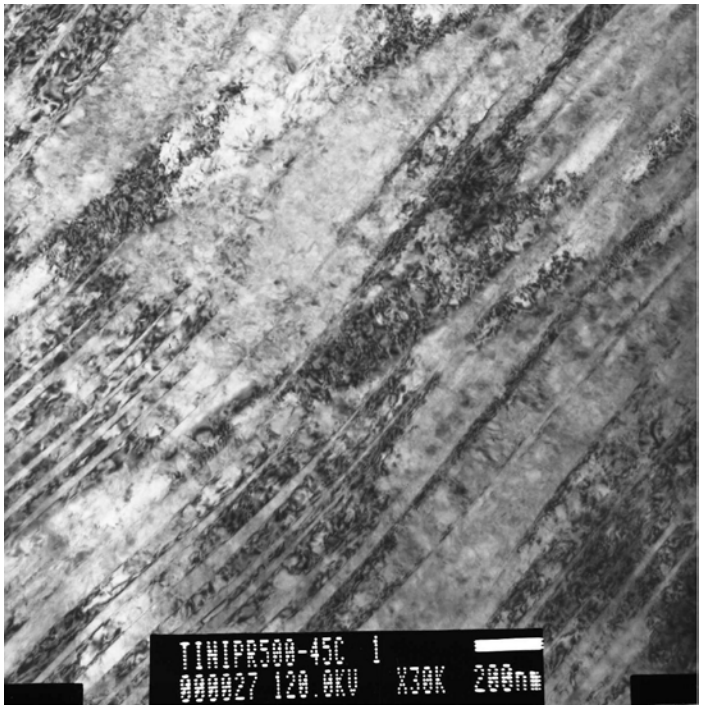


Рис.3. Мартенситная структура в нитиноле [5]

Такая переориентация мартенситном происходит при каждом 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.
2. K. Otsuka, X. Ren. Physical Metallurgy of Ni–Ti-based Shape Memory Alloys. / Progress in Materials Science, 2005, Vol **50**, pp. 511–678.
3. 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 межд. науч. конф., г. Орск, 2012, т. **2**, с. 176-180.
4. 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.
5. 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.
6. 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.

SURFACE MORPHOLOGICAL EVOLUTION DURING ANNEALING OF MULTILAYER FILM COATINGS

Kostyrko S.S., Shuvalov G.M.

St.Petersburg State University, St. Petersburg, Russia
s.kostyrko@spbu.ru

Nowadays it's a well-established phenomena that during film deposition and subsequent thermal processing the film surface evolves into an undulating profile. Surface roughness affects on many important aspects in the engineering application of thin film materials such as wetting, heat transfer, mechanical, electromagnetic and optical properties. Numerous experimental results demonstrate that surface effects become important in mechanical behavior of nanosized structural elements. So, for accurately controlling the morphological surface modifications at the micro- and nanoscale and improve manufacturing techniques, we need to model this process and gain a better theoretical understanding.

Consider an isotropic multilayer film coating of a total thickness $h_f = \sum_{r=1}^{N} h_r$ which consists of N dissimilar layers and is deposited on a substrate with Poisson's ratio ν_{N+1} and shear modulus μ_{N+1} under plane strain conditions. The layer of thickness h_j has Poisson's ratio ν_r and shear modulus μ_r.

The substrate is modeled as an elastic half-plane of complex variable $z = x_1 + ix_2$

$$\Omega_{N+1} = \left\{ z : x_2 < 0, x_1 \in \mathrm{R}^1 \right\}. \tag{1}$$

The coating is modeled as coherently bonded strips Ω_r

$$\begin{gathered} \Omega_r = \left\{ z : H_{r+1} < x_2 < H_r, x_1 \in \mathrm{R}^1 \right\}, \\ H_N = h_N, H_{N+1} = 0, H_r = H_{r+1} + h_r, r = \overline{2, N} \end{gathered} \tag{2}$$

with rectilinear boundaries

$$\Gamma_r = \left\{ z : z \equiv z_r = x_1 + iH_r \right\}, r = \overline{2, N+1}. \tag{3}$$

Taking into account the results of experimental studies, we assume that film surface has an arbitrary small perturbation which changes with time τ

$$\begin{gathered} \Gamma_1 = \left\{ z : z \equiv z_1 = x_1 + i\left[H_1 + g(x_1, \tau) \right] \right\}, \\ g(x_1, \tau) = \sum_{n=1}^{+\infty} A_n(\tau) \cos kx_1, \\ \max_n \left| A_n(\tau) \right| / \lambda = \varepsilon(\tau) \ll 1 \forall \tau, k = 2\pi n / \lambda. \end{gathered} \tag{4}$$

The conditions at free surface, interfaces and infinity are respectively

$$\sigma(z_1) = 0, z_1 \in \Gamma_1, \tag{5}$$

$$\Delta u(z_r) = u^+ - u^- = 0, \Delta\sigma(z_r) = \sigma^+ - \sigma^- = 0, \tag{6}$$

$$\sigma_{22}^{\infty} = \sigma_{12}^{\infty} = 0, \sigma_{11}^{\infty} = T, \omega^{\infty} = 0. \tag{7}$$

In Eqs. (5) – (7), $u = u_1 + iu_2, \sigma = \sigma_{nn} + i\sigma_{nt}; u_1, u_2$ are displacements along corresponding axes of Cartesian coordinates $x_1, x_2; \sigma_{nn}, \sigma_{nt}$ are components of the stress vector σ at the area with unit normal $\mathbf{n}$ in the local Cartesian coordinate system n, t (vector $\mathbf{n}$ is perpendicular to the boundary Γ_1 in Eq. (5) and the interface Γ_r in Eq. (6); $u^{\pm} = \lim_{z \to z_r \pm i0} u(z)$,

$\sigma^{\pm} = \lim_{z \to z_r \pm i0} \sigma(z), z_r \in \Gamma_r, r = \overline{2, N+1}$; $\sigma^{\infty}_{\alpha\beta} = \lim_{x_2 \to -\infty} \sigma_{\alpha\beta}, \omega^{\infty} = \lim_{x_2 \to -\infty} \omega$; $\sigma_{\alpha\beta}(\alpha, \beta = 1,2)$ are the components of the stress tensor in the axes x_1, x_2 ; ω is the rotation angle of a material particle.

As it was mentioned above, the analysis of morphological instability is based on combined effect of surface and volume diffusion that are assumed to take place in the region close to the free surface Γ_1. Following Panat et al.[1], the normal velocity of the perturbed surface can be computed as

$$\frac{\partial h(x_1,t)}{\partial t} = K_s \frac{\partial^2}{\partial x_1^2}\left[U(x_1,t) - \gamma \frac{\partial^2 h(x_1,t)}{\partial x_1^2} \right] + K_v k \left[\gamma \frac{\partial^2 h(x_1,t)}{\partial x_1^2} + \Delta P(x_1,t) \right], \qquad (8)$$

where $K_s = D_s C_s \Omega^2 / k_b T_a$, $K_v = D_v C_v \Omega / k_b T_a$; Ω is the atomic volume, D_s is the surface self-diffusivity, C_s is the number of diffusing atoms per unit area, k_b is the Boltzmann constant, T_a is the absolute temperature, D_v is the vacancy self-diffusivity in bulk of top layer, C_v is the concentration of vacancies in the bulk of top layer in equilibrium with a flat film surface under a remote stress, γ is the surface energy, U is the elastic strain energy at the undulated film surface, ΔP is the variation of the hydrostatic pressure at rough and flat free surface.

Here, the elastic deformation caused by surface perturbation is treated as quasi-static state. Thus, in order to integrate the surface evolution equation (8), we solve the corresponding boundary-value problem of plane elasticity for multiply connected domain $\Omega = \bigcup_{r=1}^{N+1} \Omega_r$ under boundary conditions (5), (6) and conditions at infinity (7). Using the complex variable representations, superposition method and boundary perturbation technique, the original boundary value problem is reduced to the successive solution of the set of Fredholm integral equations, which is given in the terms of Fourier series [2, 3].

Substituting obtained equations for the elastic strain energy U at the wavy surface and the hydrostatic pressure variation ΔP into Eq. (8), equating coefficients of $\cos(kx_1)$ and then integrating over the time, we derive the governing equations which give the exponential growth of each Fourier wavemodes A_n with time [4]

$$\ln\left(\frac{A_n(t)}{a_n} \right) = P_n(\lambda, h_1, \ldots, h_N, \mu_1, \ldots, \mu_{N+1}, \nu_1, \ldots, \nu_{N+1}, \gamma, D, T)\tau, \qquad (9)$$

while $\lambda > \lambda_{cr}$, where critical wavelength λ_{cr} is determined from equations

$$P_n(\lambda, h_1, \ldots, h_N, \mu_1, \ldots, \mu_{N+1}, \nu_1, \ldots, \nu_{N+1}, \gamma, D, T) = 0, D = \frac{D_v C_v}{D_s C_s}. \qquad (10)$$

As an example, we consider two-layered film structure where the surface undulation is specified by the periodic function [3]

$$f(x_1) = \frac{\lambda}{d}\left[Imctg\left(\frac{\pi x_1}{\lambda} - iy\right) - 1 \right], d = Imctg(iy) + 1, \qquad (11)$$

here the real quantity $y \in (0, +\infty)$ plays the role of the parameter determining the surface shape.

Table 1 shows the critical values of surface perturbation wavelength where shear modulus is $\mu_1 = 100GPa$, Poisson ratios are $\nu_1 = \nu_2 = \nu_3 = 0.3$, surface energy is $\gamma = 1J/m^2$, volume to surface diffusion ratio is $D = 10^{-25} m^2$ and atomic volume is $\Omega = 4.29 \times 10^{-29} m^3$. Young modulus ratios E_1 / E_2, E_2 / E_3; thicknesses of layers h_1, h_2

and parameter *y* are varying in Eq. (11).

The relative differences of critical wavelengths λ_{cr}^{-} and λ_{cr}^{+} for compressive and tensile stresses, consequently, are presented in the Table 2.

Table 1. The critical perturbation wavelength for various physical and geometrical parameters, describing the film system

E_1 / E_2			0.3	0.3	3	3
E_2 / E_3			0.3	3	0.3	3
h_1, μm	h_2, μm	y	λ_{cr}, μm			
0,6	0,6	0,5	1,287	1,286	1,247	1,247
		5	2,884	2,624	1,926	1,911
1,2	0,6	0,5	1,263	1,263	1,262	1,262
		5	2,190	2,186	2,100	2,098
0,6	1,2	0,5	1,287	1,287	1,247	1,247
		0,5	2,728	2,693	1,917	1,916

Table 2. The effect of different longitudinal load T signs

E_1 / E_2			0.3	0.3	3	3
E_2 / E_3			0.3	3	0.3	3
h_1, μm	h_2, μm	y	$(\lambda_{cr}^{-} - \lambda_{cr}^{+}) / \lambda_{cr}^{+} \cdot 100\%$			
0.6	0.6	0.5	15.26%	15.24%	13.77%	13.76%
		5	36.50%	30.65%	18.46%	17.97%
1.2	0.6	0.5	14.40%	14.40%	14.34%	14.34%
		5	24.20%	24.06%	21.49%	21.42%
0.6	1.2	0.5	15.31%	15.31%	13.76%	13.76%
		5	33.07%	32.22%	18.17%	18.14%

This research was supported by the Russian Foundation for Basic Research under Grant 14-01-00260.

References

1. Panat R., Hsia K.J., Cahill D.G. Evolution of surface waviness in thin films via volume and surface diffusion // J. Appl. Phys. Vol. 97(1). P. 013521. 2005.
2. Grekov M. A., Kostyrko S. A. A multilayer film coating with slightly curved boundary // Int. J. Eng. Sc. Vol. 89. P. 61-74. 2015.
3. Grekov M. A., Kostyrko S. A. Surface defect formation in nanosized film coatings due to diffusion // International Conference on Mechanics Seventh Polyakhov's Reading. P. 1-4. 2015.
4. Kostyrko S. A., Shuvalov G. M. Morphological stability of multilayer film surface during diffusion processes // 2015 International Conference "Stability and Control Processes" in Memory of V.I. Zubov (SCP). P. 392-395. 2015.

НАНОМЕХАНИКА ДИССИПАЦИИ ЭНЕРГИИ ПЕРЕД ВЕРШИНОЙ ТРЕЩИНЫ В ДЕНТИНЕ ЧЕЛОВЕКА

Бородин И. Н. [1-3], **Гуткин М. Ю.** [3-5]

[1] *Уральский федеральный университет, Екатеринбург*
[2] *Челябинский государственный университет, Челябинск*
[3] *Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург*
[4] *Университет ИТМО, Санкт-Петербург*
[5] *Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург*
elbor7@gmail.com

Дентин составляет основную массу зуба и является одним из основных составляющих материалов зубов человека и животных [1-3]. По структуре дентин можно отнести к развитым иерархическим композитам с тремя основными масштабными уровнями. На микроуровне он состоит из неорганической фазы – кристаллов гидроксиапатита кальция, в большинстве своем располагающейся между органическими коллагеновыми волокнами [4]. Коллагеновые волокна – это пучки фибрилл, которые представляют собой полукристаллические структуры, образующие основную структурную единицу коллагена.

Механические свойства дентина изучены пока недостаточно [1,2]. Известно, что пластическая деформация дентина может достигать 26% [2]. При сжатии трещины формируются в межтрубочковом дентине, так что процесс разрушения целиком определяется поведением коллагеновых волокон на микроуровне [5]. В качестве основного механизма пластической деформации на микроуровне можно принять относительное скольжение сцепленных межмолекулярными силами коллагеновых волокон, которое наблюдалось вблизи вершины растущей трещины [5]. Изучение трещин методами просвечивающей электронной микроскопии [6] показало, что перед вершиной трещины происходит утонение материала и образование сателлитных трещин, что характерно для пластических сред, когда релаксация напряжений в вершине трещины происходит как за счет деформации, так и за счет образования свободной поверхности. В данной работе мы предлагаем теоретические оценки размеров пластической зоны вблизи вершины трещины, основанные на расчете и анализе энергетических характеристик процессов относительного скольжения коллагеновых волокон и разрыва межмолекулярных связей на микроуровне.

Следуя работе [7], рассмотрим относительный сдвиг s коллагеновых волокон, как зарождение дислокационной петли с размерами $d \times a$ в сплошной упругоизотропной среде. Появление такой петли приводит к изменению полной энергии системы на величину $\Delta W = W_{el} + W_c + W_\gamma - A$, где учтены энергии упругого поля дислокационной петли W_{el}, энергия ее ядра W_c и работа A поля напряжений. Для упругой энергии согласно [7, 8] можно записать выражение:

$$W_{el} = Ds^2 \left[(2-\nu)(r-d-a) + a \ln \frac{2ad}{(r+a)s} + (1-\nu) d \ln \frac{2ad}{(r+d)s}\right], \qquad (1)$$

где $D = G/[2\pi(1-\nu)]$, G – модуль сдвига, $r^2 = d^2 + a^2$ и принято, что радиус экранировки поля петли на ее линии порядка s [7]. Энергию ядра дислокационной петли можно выразить, как [7, 8] $W_c = Ds^2[(1-\nu)d + a]$. Здесь первое слагаемое в правой части описывает энергию ядра винтовых отрезков дислокации, второе – краевых отрезков. Энергию дефекта упаковки можно аппроксимировать выражением [9] $W_\gamma = \gamma_f(d - 2s)(a - 2s)$, где γ_f – удельная поверхностная энергия волокон. Работа по расширению

петли, которую производит внешнее сдвиговое напряжение τ при пластическом сдвиге, составляет $A = s\tau ad$. Для простоты рассмотрим случай квадратной петли с $a = d$. Тогда для величины изменения полной энергии системы ΔW при зарождении петли сдвига величиной s имеем:

$$\Delta W = Ds^2 d\left[(2-\nu)\left(\ln\frac{d}{s} + 0.23\right) + \frac{\gamma_f (d-2s)^2}{Dds^2} - \frac{\tau d}{Ds}\right]. \quad (2)$$

Используя формулу (2) и характерные значения параметров G = 0.6 ГПа [10], $\nu = 0.35$ [11], $\gamma_f = 0.2$ Дж/м^2 [12], численно получаем карты изменения энергии (рис. 1) в координатах (s,d) для двух действующих напряжений – 140 МПа и 300 МПа.

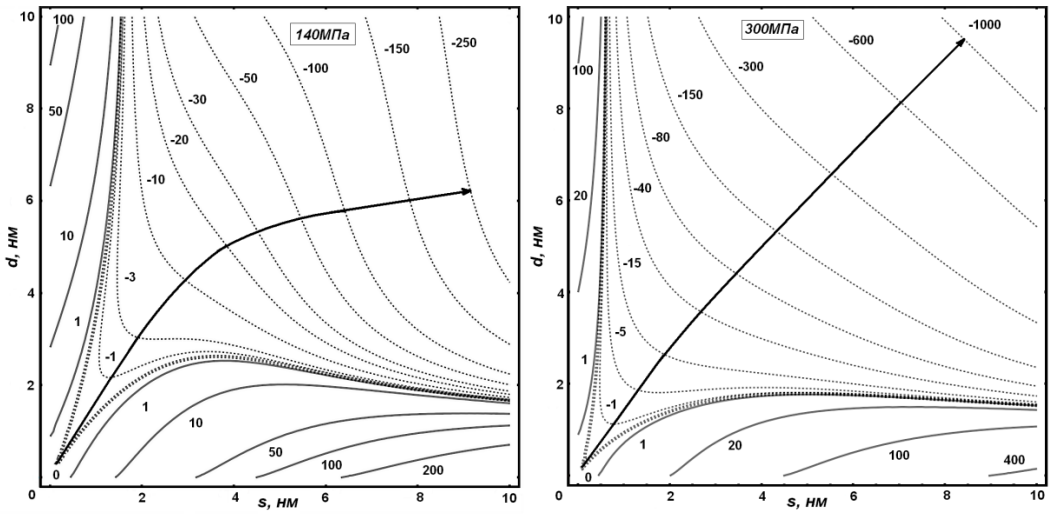


Рис. 1. Карты изменения энергии системы при зарождении дислокационной петли в зависимости от ее размера и величины сдвига при τ = 140 МПа (*а*) и 300 МПа (*б*)

При положительных значениях энергии (2) зарождение дислокационных петель и скольжение волокон не реализуется. Соответственно, пределом текучести для этого случая можно считать напряжение, при котором под действием внешней нагрузки возможно гомогенное зарождение дислокационной петли размером порядка нескольких нанометров. В этом случае критическое напряжение начала пластичности можно оценить из (2), как $\sigma_s > 120 - 140$ МПа для наблюдаемого в эксперименте разброса механических характеристик дентина.

Рассмотрим в качестве другого возможного механизма неупругой деформации отрыв друг от друга двух коллагеновых волокон, молекулы которых соединены друг с другом ионными и ковалентными связями. Для разрыва двух сцепленных боковыми поверхностями волокон на контактной площадке S требуется некоторое критическое растягивающее напряжение σ_c. Его можно оценить, приравнивая запасенную в области контакта упругую энергию $E_\sigma = \sigma^2 Sh/(2E_f)$ к поверхностной энергии $E_S = 2\gamma_f S$. Здесь $h \sim d_f$ – линейный размер области контакта, E_f – модуль Юнга коллагеновых волокон. Для минимальных критических напряжений отрыва в случае расположения волокон перпендикулярно направлению растягивающих напряжений имеем:

$$\sigma_c > 2\sqrt{\frac{E_f \cdot \gamma_f}{d_f}}. \quad (3)$$

Подставляя характерные значения параметров, получаем оценку $\sigma_c \sim 34 - 75$ МПа. С учетом возможных ориентировок плоскости контакта волокон относительно оси нагружения среднее значение может превышать эту оценку в 1.5–2 раза.

Рассмотрим теперь, какие поля напряжений формируются перед вершиной трещины в дентине. Эксперименты [13] показывают, что в случае одноосного сжатия образца трещины могут соответствовать всем трем типам разрушения и расти как вдоль растягивающей нагрузки (в центре образца при сжатии), так и перпендикулярно ей или под углом 45° к оси нагружения. Для получения конфигурации упругого поля вблизи вершины трещины в случаях I, II и III мод разрушения воспользуемся дислокационной моделью трещины, изложенной, в частности, в [7, 9]. В этой модели разрыв моделируется непрерывным распределением краевых дислокаций с бесконечно малыми векторами Бюргерса. Поле напряжений в окрестности этой трещины может быть записано в виде, приведенном в [7, 8].

Моделирование показывает, что для сдвиговой пластической деформации коллагеновых волокон требуются относительно небольшие напряжения – менее 150 МПа. Еще меньшее напряжение требуется для отрыва одного волокна от другого и, согласно [14], в несколько раз большее для частичного продольного разрыва волокон. Это означает, что при малых внешних напряжениях до сотни МПа разрыв волокон может наблюдаться только в непосредственной близости у вершины трещины, а размер пластической зоны не должен превышать нескольких сотен нанометров. Размер пластической зоны монотонно увеличивается с ростом величины внешних напряжений и при напряжениях порядка сотни МПа может достигать микрометра.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (проект №15-19-10007).

Список литературы

1. R. Elbaum, E. Tal, A.I. Perets, D. Oron, D. Ziskind, Y. Silberberg, H.D. Wagner, J. Dentistry 35 (2007) 150.
2. D. Zaytsev, A. Ivashov, P. Panfilov, Mater. Letters, 138 (2015) 219.
3. D. Zaytsev, A. Ivashov, J.V. Mandra, P. Panfilov, Mater. Sci. Eng. C 41 (2014) 83.
4. Z. Qin, A. Gautieri, A.K. Nair, H. Inbar, M.J. Buehler, Langmuir 28 (2012) 1982.
5. D. Zaytsev, P. Panfilov, Mater. Sci. Eng. C 42 (2014) 48.
6. P. Panfilov, A. Kabanova, J. Guo, Z. Zhang, Mater. Letters (2016) in press.
7. М.Ю. Гуткин, И.А. Овидько, ФТТ 50 (2008) 630.
8. M.Yu. Gutkin, A.G. Sheinerman, Phys. Stat. Sol. B 241 (2004) 1810.
9. J.P. Hirth, J. Lothe, Theory of Dislocations, Wiley, New York, 1982.
10. S. Vesentini, A. Redaelli, A. Gautieri, Muscles, Ligaments and Tendons Journal 3 (2013) 23.
11. A. Barkaoui, A. Bettamer, R. Hambli, Procedia Engineering 10 (2011) 3185.
12. Z. Qin, A. Gautieri, A.K. Nair, H. Inbar, M.J. Buehler, Langmuir 28 (2012) 1982.
13. D. Zaytsev, Mater. Sci. Eng. C 49 (2015) 101.
14. M.J. Buehler, J. Mech. Behav. Biomed. Mater. 1 (2008) 59.

Именной указатель

Абрамова М.М. 116
Аверкин А.И. 41, 113
Аксенов Д.А. 368
Амосова О.В. 12
Андриевский Р.А. 6
Андронов И.Н. 203
Антонова О.В. 354, 363
Анчаров А.И. 287, 363
Аргунова Т.С. 128
Аруев Н.Н. 82
Атрошенко С.А. 122, 263
Ашкинази Е.Е. 125

Банников М.В. 131
Баранникова С.А. 152, 260
Барахтин Б.К. 88, 91, 134
Баскин Б.Л. 245
Бахметьев А.М. 306
Бахолдин С.И. 303
Бачурихин В.П. 312
Баяндин Ю.В. 139, 342
Белоусов А.В. 390
Белоусов Г.С. 390
Белошенко В.А. 194
Беляев С.П. 101, 104, 107, 110, 113, 345
Беляев Ф.С. 95
Березнер А.Д. 137
Бетехтин В.И. 3, 9, 12, 32
Билалов Д.А. 139, 312, 348
Бобрук Е.В. 149
Бобыль Е.А. 143
Бойко Ю.М. 146, 278
Бородин И. Н. 263, 295, 401
Бочкарёва А.В. 152, 260
Брагов А.М. 88
Бродова И.Г. 330
Брюханова И.И. 38
Бугров В.Е. 251
Бурховецкий В.В. 51
Бутенко П.Н. 155, 309
Бутусова Е.Н. 306

Ваганов Г.В. 119
Вакаева А.Б. 158
Валиев Р.З. 18, 116, 149, 176, 200, 284
Валуйская Л.А. 59
Варюхин В.Н. 15, 51, 194, 221
Васильева С.В. 137
Васюков В.М. 182, 185
Великоднев В.Я. 374
Виноградов А.Ю. 29
Виноградов Д.В. 125
Власов Н.М. 173
Власова А.М. 354
Вознесенский А.С. 56
Вознюк А.В. 88
Возняк Ю.В. 194
Волегов П.С. 170
Волков А.Е. 95
Воронова Л.М. 167
Вшивков А.Н. 191, 224, 227
Вьюненко Ю.Н. 387

Газизуллина А.Р. 113
Галицын В.П. 321, 324
Ганеев А.В. 47, 176
Гетманова М.Е. 377, 390
Гилязетдинова Д.Р. 56
Гиляров В.Л. 56, 155, 179
Глазова Д.И. 107
Глазунова В.А. 51
Глухов И.А. 188
Горбань О.А. 38
Горностырев Ю.Н. 76
Горшкова И.А. 209
Гофман И.В. 164
Грачева А.Г. 104
Греков М.А. 158
Грибанов Д.А. 122
Григорьев А.Ю. 91
Гринберг Б.А. 287, 354
Гриняев Ю.В. 65
Гришина Ю.Ф. 197
Гусева Д.Г. 182, 185
Гуткин М. Ю. 62, 128, 143, 233, 236, 269, 401

Давыдова М.М. 297
Дамаскинская Е.Е. 56, 179
Даниленко И.А. 38
Дегтярев М.В. 167
Дементьев Д.Г. 149
Демидова Е.С. 110
Демина М.Ю. 203
Денисов А.А. 206
Деркаченко Л.И. 82
Диваков А.К. 85
Дитенберг И.А. 73
Дмитриевский А.А. 182, 185
Долгов Н.А. 44
Дроботько В.Ф. 161
Дьяконов Г.С. 197

Евард М.Е. 27, 95, 215
Елоховский В.Ю. 119
Еникеев Н.А. 116
Ерошенко А.Ю. 188
Ефремова Н.Ю. 182, 185

Желтов М.А. 206
Жигачёв А.О. 239
Жигачева Н.И. 85
Жиженков В.В. 209

Зайцев Д.В. 212, 297
Зайченко О.К. 290
Зарипов Н.Г. 368
Зельдович В.И. 107
Землякова Н.В. 218
Золотов А.Е. 206
Зуев Л.Б. 152, 260

Иванькова Е.М. 119, 278
Ивахненко Н.Н. 221
Изотов В.И. 377
Изюмова А.Ю. 191, 227
Ильичев М.В. 381
Илюхин Д.С. 377
Исламгалиев Р.К. 47, 176, 200, 392

Кадомцев А.Г. 9, 12, 32
Камелин.Е.И. 71
Караваева М.В. 47, 116, 176
Кардашев Б.К. 9, 21, 318
Карькин И.Н. 76
Карькина Л.Е. 76
Касаткин И.А. 119
Касьянов А.И. 161
Квачадзе Н.Г. 209
Клявин О.В. 82
Князев С.А. 257
Князев С.А. 309
Коджаспиров Г.Е. 71
Козлов Э.В. 360
Козлова Н.А. 306
Козловский Ю.М. 239
Колесникова А.Л. 62, 143, 236, 269, 315
Колобова А.Ю. 266
Конева Н.А. 360
Константинова Т.Е. 38, 51
Копылов В.И. 306
Коренков В.В. 182
Королев А.В. 339
Корсуков В.Е. 155, 257, 309
Корсукова М.М. 155, 257, 309
Костырко С.А. 351
Коуров Н.И. 339
Кочанов А.Н. 79
Красницкий С.А. 233, 236
Крымов В.М. 303
Кудрявцев А.С. 357
Кузнецов А.В. 88, 134
Кузнецов П.М. 239, 242
Кулик В.П. 357
Кулясова О.Б. 200
Куранова Н.Н. 24, 339
Курмаев Э.З. 287
Кустов А.И. 248
Кустов С.Б. 254

Ларин С.В. 292
Латынина Т. 284
Лексовский А.М. 245
Ли Ю.В. 152, 260
Линдеров М.Л. 29
Липатникова Я.Д. 59, 354
Лукин А.А. 122, 290
Лукьянов А.В. 24
Лунёв А.Г. 152, 260
Любимова Ю.В. 254
Люлин А.В. 292
Люлин С.В. 292
Ляпунова Е.А. 128, 297

Мавлютов А.М. 284
Майер А.Е. 263
Майрамбекова А. 188
Макаров В.В. 339
Малашенко В.В. 53
Малашенко Т.И. 53
Малыгин Г.А. 41
Манохин С.С. 266
Марихин В.А. 146, 278
Махарова С.Н. 35
Махмудов Х.Ф. 300
Межеумов И.Н. 321, 324
Мелемчук И.А. 197
Мерсон Д.Л. 29
Метлов Л.С. 15
Мещеряков Ю.И. 85
Мигель И.А. 248
Милославский А.Г. 38
Михайлов А.С. 306
Михеев Д.С. 269
Мишетьян А.Р. 272
Мишин В.М. 275
Мороз К.А. 21
Морозов В.А. 122, 290
Морозов Н.Ф. 62
Москалюк О.А. 119
Москалюк О.В. 146
Моторин А.С. 27
Мубассарова В.А. 333
Мурашкин М.Ю. 284
Мясникова Л.П. 146, 278

Назарычев В.М. 292
Наймарк О.Б. 32, 131, 139, 312, 333, 342, 348
Нарыкова М.В. 9, 12, 32
Никитина М.А. 47
Николаев В.И. 41, 113, 303
Николаенко А.А. 281

Носов В.В. 300
Носов Ю.Г. 303
Нохрин А.В. 306
Обидов Б.А. 155, 257, 309
Оборин В.А. 139, 312, 348
Овчинников П.Н. 182
Орлова Т.С. 284, 318
Остропико Е.С. 215

Пантелеев И.А. 333
Панфилов П.Е. 212
Папиров И.И. 281
Пахомов П.М. 321, 324
Пацелов А.М. 287, 363
Пашинская Е.Г. 221
Пермякова И.Е. 327
Петренко А.Г. 15
Петров Ю.В. 295
Петрова А.Н. 330
Пилюгин В.П. 107, 287, 354, 363
Плехов О.А. 32, 191, 224, 227, 230
Плотников А.В. 354
Плужникова Т.Н. 137
Полугрудова Л.С. 203
Полякова К.А. 98
Поникарова И.В. 101
Попов В.Л. 68
Преснецова В.Ю. 44
Прокошкин С.Д. 98
Пронина Ю.Г. 366
Проскура А.В. 62
Проскуряков К.А. 206
Протасова Е.О. 116
Прохоров А.Е. 224
Псахье С.Г. 65, 68
Пульнев С.А. 41
Пушенко Е.И. 221
Пушин А.В. 24, 339
Пушин В.Г. 24, 339

Рааб А.Г. 47,
Рааб Г.И. 197, 368
Радованова Е.И. 146, 278
Разов А.И. 27, 215
Разоренов С.В. 330
Ральченко В.Г. 125
Реснина Н.Н. 101, 104, 107, 110, 113, 345
Романов А.Е. 62, 143, 236, 251, 254, 269, 315
Ромашин С.Н. 44
Рубаник В.В. 110
Рубаник В.В.мл. 110
Рудометкин К.А. 91
Рыжков С.Г. 125
Рыклина Е.П. 98

Саваж К. 149
Савельева Н.В. 342
Савенков Г.Г. 88, 91, 134
Савицкий А.В. 209
Самойленко З.А. 221
Самуйлов С.Д. 336
Сандлер Н.Г. 306
Седлецкий Р.В. 134
Седов В.С. 125
Седова О.С. 366
Селютина Н.С. 295
Семенова И.П. 197
Сенникова Л.Ф. 15
Сибирев А.В. 104, 345
Смирнов А.М. 233, 236, 251
Смирнов Б.И. 318
Совык Д.Н. 125
Соковиков М.А. 139, 312, 348
Соколова Д.С. 351
Соловьев А.Н. 354
Соловьева О.Ю. 278
Соловьева Ю.В. 59, 354
Солодова И.Л. 363
Старенченко В.А. 59, 354
Старенченко С.В. 354
Суханов И.И. 73

Табачкова Н.Ю. 306
Тельканов М.А. 170
Терехина А.И. 230
Тимашов Р.Б. 113
Ткаченко В.М. 15
Толмачев А.И. 188
Толмачёв Т.П. 287, 354, 363
Топчий А.А. 182
Третьякова Н.В. 357
Тришкина Л.И. 360
Тряев П.В. 306
Тузов Ю.В. 281
Тюменцев А.Н. 73
Тюфтяев А.С. 381

Уваркин П.В. 188
Уваров С.В. 348
Уксусников А.Н. 24, 339

Фаизов И.А. 368
Фаизова С.Н. 368
Фёдоров В.А. 137, 242
Федоров В.Ю. 82
Федоровский Г.Д. 372
Филиппов В.Г. 374
Филиппов Г.А. 272, 377, 381, 390
Фроленкова Л.Ю. 44
Фролов Д.И. 56, 179
Фролова Н.Ю. 107

Хафизова Э.Д. 392
Хижняк С.Д. 321, 324
Хомич А.А. 125
Хомич А.В. 125

Цыганков П.А. 125

Чащухина Т.И. 167
Чевская О.Н. 272, 374
Чегуров М.К. 306
Челяпина О.И. 173
Черкасова Т.В. 360
Чернов В.М. 21
Чернов Ю.М. 82
Чернышев Е.Г. 363
Черняева Е.В. 387
Чертова Н.В. 65
Чмель А.Е. 321
Чувильдеев В.Н. 306
Чудаков Е.В. 357
Чудинов В.В. 139, 348
Шабалов И.П. 272, 374
Шарипов И.З. 394
Шаркеев Ю.П. 188
Шибков А.А. 206
Шилько Е.В. 65, 68
Шинявский Д.В. 167
Шлыкова А.А. 242
Шоркин В.С. 44
Шорохов Е.В. 330
Шпейзман В.В. 82
Шуклинов А.В. 185
Шульпина И.Л. 303
Щукина Л.Е. 381
Юдин В.Е. 119

Яковлева С.П. 35
Якушев П.Н. 245
Якушина С.И. 44
Ясников И.С. 315

_____

Gutierrez-Pardo A. 318
Kenny J.M. 292
Khantuleva T.A. 383
Kim H.S. 116
Kim J.G. 116
Kostyrko S.S. 398
Lomakin I.V. 18
Pavlov A.A. 383
Polyakov A.V. 18
Qifang Zhu 188
Ramirez-Rico J. 318
Semenova I.P. 18
Shuvalov G.M. 398
Speck J.S. 251
Young E.C. 251

Содержание

	Стр.
Бетехтин В.И. **XXII Петербургские Чтения по проблемам прочности.** К 110-летию со дня рождения академика С.Н. Журкова и 85-летию со дня рождения профессора В.А. Лихачева	3
Андриевский Р.А. НАНОМАТЕРИАЛЫ В ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ	6
Кардашев Б.К., Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г., Нарыкова М.В., АКУСТО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МИКРО- И НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ	9
Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г., Нарыкова М.В., Амосова О.В. ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ И ДЕФЕКТНАЯ СТРУКТУРА НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ТИТАНА, ПОЛУЧЕННОГО ПРИ КРИОПРОКАТКЕ	12
Метлов Л.С., Варюхин В.Н., Сенникова Л.Ф., Ткаченко В.М., Петренко А.Г. ТЕОРЕТИКО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ АСПЕКТЫ НЕРАВНОВЕСНОЙ ЭВОЛЮЦИОННОЙ ТЕМОДИНАМИКИ	15
Polyakov A.V., Lomakin I.V., Semenova I.P., Valiev R.Z. BIOMECHANICS OF NANOMATERIALS FOR THE MINIATURIZATION OF MEDICAL DEVICES	18
Чернов В.М., Кардашев Б.К., Мороз К.А. ХЛАДНОЛОМКОСТЬ И РАЗРУШЕНИЕ МЕТАЛЛОВ С РАЗНЫМИ КРИСТАЛЛИЧЕСКИМИ РЕШЕТКАМИ – ДИСЛОКАЦИОННЫЕ МЕХАНИЗМЫ	21
Пушин В.Г., Куранова Н.Н., Лукьянов А.В., Пушин А.В., Уксусников А.Н. ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОПРОЧНЫХ И СПЛАВОВ С ЭФФЕКТАМИ ПАМЯТИ ФОРМЫ	24
Евард М.Е., Моторин А.С., Разов А.И. МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ СПЛАВА TiNi ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ИЗОТЕРМИЧЕСКОМ ДЕФОРМИРОВАНИИ В РАЗЛИЧНЫХ СТРУКТУРНЫХ СОСТОЯНИЯХ	27
Линдеров М.Л., Мерсон Д.Л., Виноградов А.Ю. КЛАСТЕРНЫЙ АНАЛИЗ КАК ОДНО ИЗ НАПРАВЛЕНИЙ ДАЛЬНЕЙШЕГО РАЗВИТИЯ МЕТОДА АЭ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ДЕГРАДАЦИИ МАТЕРИАЛОВ	29
Плехов О.А., Нарыкова М.В., Кадомцев А.Г., Бетехтин В.И., Наймарк О.Б. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ СТРУКТУРЫ МЕТАЛЛОВ С РАЗЛИЧНЫМ РАЗМЕРОМ ЗЕРНА ПРИ ДЕФОРМИРОВАНИИ В РЕЖИМЕ ГИГАЦИКЛОВОЙ УСТАЛОСТИ	32
Яковлева С.П., Махарова С.Н. МИКРОПРОЦЕССЫ ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ СТАЛИ, СТРУКТУРИРОВАННОЙ РАЗЛИЧНЫМИ МЕТОДАМИ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ	35
Милославский А.Г., Брюханова И.И., Константинова Т.Е., Даниленко И.А., Горбань О.А. НОВЫЕ ПРИНЦИПЫ ПОВЫШЕНИЯ ТРЕЩИНОСТОЙКОСТИ ОКСИДНЫХ КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ	38
Николаев В.И., Малыгин Г.А., Аверкин А.И., Пульнев С.А. ВЫСОКОСКОРОСТНОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ ДЕФОРМАЦИИ ПАМЯТИ ФОРМЫ В МОНОКРИСТАЛЛАХ СПЛАВОВ Cu–Al–Ni, Ni–Fe–Ga–Co	41
Долгов Н. А., Преснецова В. Ю., Ромашин С. Н., Фроленкова Л. Ю., Шоркин В. С., Якушина С. И. ПРОЧНОСТЬ СЛОИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ	44

Никитина М.А., Ганеев А.В., Караваева М.В., Рааб А.Г., Исламгалиев Р.К. СТРУКТУРА И СВОЙСТВА МАРТЕНСИТНОЙ СТАЛИ, ПОДВЕРГНУТОЙ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ	47
Константинова Т.Е., Варюхин В.Н., Глазунова В.А., Бурховецкий В.В. ДЕФЕКТЫ МЕЗОУРОВНЯ В Nb–Ti СПЛАВЕ, ДЕФОРМИРОВАННОМ В УСЛОВИЯХ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ	51
Малашенко В.В., Малашенко Т.И. ДИНАМИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СТРУКТУРНЫХ ДЕФЕКТОВ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ДЕФОРМАЦИИ	53
Дамаскинская Е.Е., Гилязетдинова Д.Р., Фролов Д.И., Гиляров В.Л., Вознесенский А.С. ТОМОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ МАГИСТРАЛЬНОЙ ТРЕЩИНЫ В ГЕТЕРОГЕННОМ МАТЕРИАЛЕ	56
Старенченко В.А., Соловьева Ю.В., Липатникова Я.Д., Валуйская Л.А. ФИЗИЧЕСКИЙ И ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ ФАКТОРЫ МАКРОЛОКАЛИЗАЦИИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В МОНОКРИСТАЛЛАХ	59
Колесникова А.Л., Гуткин М.Ю., Проскура А.В., Морозов Н.Ф., Романов А.Е. КЛИНОВЫЕ ДИСКЛИНАЦИИ В СПЛОШНЫХ И ПОЛЫХ СФЕРИЧЕСКИ СИММЕТРИЧНЫХ УПРУГИХ ТЕЛАХ	62
Гриняев Ю.В., Чертова Н.В., Шилько Е.В., Псахье С.Г. ВОЛНОВОЙ ХАРАКТЕР МАКРОЛОКАЛИЗАЦИИ НЕУПРУГИХ ПОВОРОТОВ В ИДЕАЛЬНО ПЛАСТИЧЕСКОМ МАТЕРИАЛЕ	65
Шилько Е.В., Попов В.Л., Псахье С.Г. ВИХРЕВОЙ МЕХАНИЗМ УСКОРЕНИЯ ТРЕЩИН ПРОДОЛЬНОГО СДВИГА ДО СКОРОСТЕЙ, БЛИЗКИХ К СКОРОСТИ ПРОДОЛЬНОЙ УПРУГОЙ ВОЛНЫ В МАТЕРИАЛЕ	68
Коджаспиров Г.Е., Камелин. Е.И. МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ В ИЗДЕЛИЯХ ИЗ СТРОИТЕЛЬНОЙ СТАЛИ	71
Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А., Суханов И.И. НАНОДИПОЛИ ЧАСТИЧНЫХ ДИСКЛИНАЦИЙ В ЗОНАХ ЛОКАЛИЗАЦИИ УПРУГИХ ДИСТОРСИЙ	73
Карькина Л.Е., Карькин И.Н., Горностырев Ю.Н. МОНТЕ КАРЛО МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ОБОГАЩЕННЫХ Cu ВЫДЕЛЕНИЙ В МАТРИЦЕ α-Fe С ГРАНИЦАМИ ЗЕРЕН ОБЩЕГО ТИПА	76
Кочанов А.Н. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ ТРЕЩИН ПРИ ВЗРЫВНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ГОРНЫЕ ПОРОДЫ	79
Клявин О.В., Аруев Н.Н., Деркаченко Л.И., Федоров В.Ю., Чернов Ю.М., Шпейзман В.В. ВЛИЯНИЕ СРЕДЫ АЗОТА И ГЕЛИЯ ПРИ ПРОКАТКЕ НА МИКРОТВЕРДОСТЬ НАНОЖЕЛЕЗА	82
Мещеряков Ю.И., Диваков А.К., Жигачева Н. И. ЛОКАЛИЗОВАННАЯ СТРУКТУРНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ХРУПКИХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ УДАРНОМ НАГРУЖЕНИИ	85
Савенков Г.Г., Барахтин Б.К., Кузнецов А.В., Брагов А.М., Вознюк А.В. СТРУКТУРНО-ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО НАГРУЖЕНИЯ	88
Барахтин Б.К., Григорьев А.Ю., Рудометкин К.А., Савенков Г.Г. ВЗАИМОСВЯЗЬ ПРОЦЕССОВ ФРАГМЕНТАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ В УСЛОВИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО НАГРУЖЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИ МАТЕРИАЛОВ	91
Волков А.Е., Евард М.Е., Беляев Ф.С. МИКРОСТРУКТУРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕОБРАТИМОЙ ДЕФОРМАЦИИ СПЛА-	95

ВОВ С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ	
Полякова К.А, Рыклина Е.П., Прокошкин С.Д. ЗАВИСИМОСТЬ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИ ОБРАБОТАННОГО НИКЕЛИДА ТИТАНА ОТ РАЗМЕРА СТРУКТУРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ АУСТЕНИТА	98
Беляев С.П., Поникарова И.В., Реснина Н.Н. СТАБИЛЬНАЯ МНОГОКРАТНООБРАТИМАЯ ДЕФОРМАЦИЯ СПЛАВА TiNi	101
Реснина Н.Н., Беляев С.П., Сибирев А.В., Грачева А.Г. ВЛИЯНИЕ ИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ВЫДЕРЖКИ НА НЕОБРАТИМУЮ ДЕФОРМАЦИЮ СПЛАВА TiNi	104
Беляев С.П., Зельдович В.И., Пилюгин В.П., Реснина Н.Н., Фролова Н.Ю., Глазова Д.И. ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРА ЗЕРНА НА МЕХАНИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ СПЛАВА TiNi, ПОДВЕРГНУТОГО ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ И ТЕРМООБРАБОТКЕ	107
Беляев С.П., Рубаник В.В., Реснина Н.Н., Рубаник В.В. мл., Демидова Е.С. ОБРАТИМАЯ ДЕФОРМАЦИЯ БИМЕТАЛЛИЧЕСКОГО КОМПОЗИТА «TiNi – ВТ6»	110
Беляев С.П., Николаев В.И., Реснина Н.Н., Газизуллина А.Р., Тимашов Р.Б., Аверкин А.И. ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА НА СТРУКТУРУ И МАРТЕНСИТНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В СПЛАВЕ Ni–Fe–Ga	113
Абрамова М.М., Протасова Е.О., Еникеев Н.А, Караваева М.В., Kim J.G. , Валиев Р.З., Kim H.S. ВЛИЯНИЕ ИСХОДНОГО СОСТОЯНИЯ НА МИКРОСТРУКТУРУ И СВОЙСТВА TWIP-СТАЛИ, ПОЛУЧЕННОЙ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИЕЙ КРУЧЕНИЕМ	116
Иванькова Е.М., Москалюк О.А., Касаткин И.А., Ваганов Г.В., Елоховский В.Ю., Юдин В.Е. ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ УГЛЕРОДНЫХ НАНОЧАСТИЦ НАПОЛНИТЕЛЯ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ ВОЛОКОН	119
Атрошенко С.А., Морозов В.А., Лукин А.А., Грибанов Д.А. ДЕФОРМИРОВАНИЕ И РАЗРУШЕНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КОЛЕЦ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ РАЗРУШЕНИИ МАГНИТНО-ИМПУЛЬСНЫМ СПОСОБОМ	122
Ашкинази Е.Е., Совык Д.Н., Седов В.С., Хомич А.А., Хомич А.В., Ральченко В.Г., Цыганков П.А. , Виноградов Д.В., Рыжков С.Г. УПРОЧНЕНИЕ ОДНОСЛОЙНЫХ КОМПОЗИТНЫХ ПОКРЫТИЙ НА ТВЕРДОМ СПЛАВЕ ВК6 МИКРО-РЕБРАМИ ЖЕСТКОСТИ, ОСАЖДЕННЫМИ В СВЧ ПЛАЗМЕ	125
Аргунова Т.С., Гуткин М.Ю., Ляпунова Е.А. ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ ДЕФОРМИРОВАННОГО ДЕНТИНА МЕТОДАМИ ФАЗОВОКОНТРАСТНОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ МИКРОСКОПИИ	128
Банников М.В., Наймарк О.Б. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗРУШЕНИЯ МЕТАЛЛОВ ПРИ УСТАЛОСТНОМ НАГРУЖЕНИИ В УСЛОВИЯХ КОНТАКТА С ПАВ	131
Барахтин Б.К., Кузнецов А.В., Савенков Г.Г., Седлецкий Р.В. НЕЛИНЕЙНАЯ КИНЕТИКА ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПРИ НАПОЛНЕНИИ ДЛИННОЦЕПНЫХ ПОЛИМЕРОВ	134
Березнер А.Д., Фёдоров В.А., Плужникова Т.Н., Васильева С.В. ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ ЛЕНТОЧНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТЕКОЛ В РАМКАХ КЛАССИЧЕСКОЙ РЕОЛОГИИ	137
Билалов Д.А., Соковиков М.А., Баяндин Ю.В., Чудинов В.В., Оборин В.А., Наймарк О.Б. ЧИСЛЕННОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЧНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ	139

Бобыль Е.А., Гуткин М.Ю., Колесникова А.Л., Романов А.Е. ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЙ РАДИАЛЬНОЙ ДИСКЛИНАЦИОННОЙ ПЕТЛИ (ДИСЛОКАЦИИ СОМИЛИАНЫ) В УПРУГОМ ЦИЛИНДРЕ	143
Бойко Ю.М., Марихин В.А., Мясникова Л.П., Москалюк О.В., Радованова Е.И. ДОСТИЖЕНИЕ РЕКОРДНЫХ ДЕФОРМАЦИОННО-ПРОЧНОСТНЫХ СВОЙСТВ ГЕЛЬНИТЕЙ СВЕРХВЫСОКОМОЛЕКУЛЯРНОГО ПОЛИЭТИЛЕНА	146
Бобрук Е.В. , Дементьев Д.Г., Саваж К., Валиев Р.З. МИКРОСТРУКТУРА И ПЛАСТИЧНОСТЬ БИНАРНОГО АЛЮМИНИЕВОГО СПЛАВА Al–30Zn ПОСЛЕ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ	149
Баранникова С.А., Бочкарёва А.В., Лунёв А.Г., Ли Ю.В., Зуев Л.Б. ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОКАЛИЗАЦИИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ ВЫСОКОЛЕГИРОВАННОГО СТАЛЬНОГО СПЛАВА ПОД ВЛИЯНИЕМ ВОДОРОДНОГО ОХРУПЧИВАНИЯ	152
Бутенко П.Н., Гиляров В.Л., Корсуков В.Е., Корсукова М.М., Обидов Б.А. РАСЧЕТ ФРАКТАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОВЕРХНОСТИ W ПРИ МЕХАНИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ В СВЕРХВЫСОКОМ ВАКУУМЕ	155
Вакаева А.Б., Греков М.А. ПОЧТИ КРУГОВОЕ ОТВЕРСТИЕ НАНОМЕТРОВОГО РАЗМЕРА В УПРУГОМ ТЕЛЕ	158
Дроботько В.Ф., Касьянов А.И. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УПЛОТНЯЮЩИХ СВОЙСТВ ПОРШНЕВЫХ ДЕТАЛЕЙ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ	161
Гофман И.В. ВЛИЯНИЕ АКТИВНОГО НАНОРАЗМЕРНОГО НАПОЛНИТЕЛЯ НА ВЕЛИЧИНУ МОДУЛЯ УПРУГОСТИ И КОЭФФИЦИЕНТА ТЕРМИЧЕСКОГО РАСШИРЕНИЯ ПОЛИМЕРНОГО МАТЕРИАЛА: ВЫПОЛНЯЕТСЯ ЛИ УРАВНЕНИЕ БАРКЕРА ДЛЯ НАНОКОМПОЗИТОВ?	164
Воронова Л.М., Дегтярев М.В., Чащухина Т.И., Шинявский Д.В. РОСТ И ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ЗЕРЕН ПРИ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ В ЖЕЛЕЗЕ	167
Волегов П.С., Тельканов М.А. МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕФОРМИРОВАНИЯ ПОЛИКРИСТАЛЛОВ С УЧЕТОМ ФРАГМЕНТАЦИИ И ДРОБЛЕНИЯ ЗЕРЕН С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ФИЗИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ПЛАСТИЧНОСТИ	170
Власов Н.М. Челяпина О.И. ТЕРМОПРОЧНОСТЬ ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИЙ ИЗ ГРАДИЕНТНЫХ МАТЕРИАЛОВ	173
Ганеев А.В. , Караваева М.В., Исламгалиев Р.К., Валиев Р.З. ВЛИЯНИЕ ИСХОДНОГО МАРТЕНСИТА НА СТРУКТУРУ И СВОЙСТВА В СТАЛЯХ, ПОЛУЧЕННЫХ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИЕЙ	176
Гиляров В.Л., Дамаскинская Е.Е,, Фролов Д.И. ПРИМЕНЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ ДЛЯ АНАЛИЗА СИГНАЛОВ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ С ЦЕЛЬЮ ВЫЯВЛЕНИЯ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ПРОЦЕССА РАЗРУШЕНИЯ ГЕТЕРОГЕННЫХ МАТЕРИАЛОВ	179
Гусева Д.Г., Дмитриевский А.А., Ефремова Н.Ю., Коренков В.В., Васюков В.М., Овчинников П.Н., Топчий А.А. МИКРОМЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КЕРАМИЧЕСКИХ КОМПОЗИТОВ $(Y\text{-}ZrO_2)_{100\text{-}x} - (Al_2O_3)_x$ (x=0÷60) В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ РАЗМЕРОВ КОНТАКТНОЙ ОБЛАСТИ ПРИ ИНДЕНТИРОВАНИИ	182
Дмитриевский А.А., Ефремова Н.Ю., Гусева Д.Г., Шуклинов А.В., Васюков В.М. ИЗМЕРЕНИЕ ОБЪЕМА МЕТАЛЛИЗИРОВАННОЙ ФАЗЫ КРЕМНИЯ ПОД ИНДЕНТОРОМ МЕТОДОМ СИНХРОННОЙ РЕГИСТРАЦИИ *P-H*-ДИАГРАММ И ЭЛЕКТРИЧЕ-	185

СКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ	
Ерошенко А.Ю., Шаркеев Ю.П., Глухов И.А., Qifang Zhu Толмачев А.И., Уваркин П.В., Майрамбекова А. ВЛИЯНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ТЕРМИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА МИКРОСТРУКТУРУ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПЛАВА Ti–40 мас. %Nb В УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТОМ СОСТОЯНИИ	188
Изюмова А.Ю., Вшивков А.Н., Плехов О.А. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ БАЛАНСА ЭНЕРГИИ В МЕТАЛЛАХ ПРИ УПРУГО-ПЛАСТИЧЕСКОМ ДЕФОРМИРОВАНИИ	191
Белошенко В.А., Варюхин В.Н., Возняк Ю.В. МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТЕРМОПЛАСТИЧНЫХ ПОЛИМЕРОВ, МОДИФИЦИРОВАННЫХ РАВНОКАНАЛЬНОЙ МНОГОУГЛОВОЙ ЭКСТРУЗИЕЙ	194
Дьяконов Г.С., Семенова И.П., Гришина Ю.Ф., Мелемчук И.А., Рааб Г.И. ЭВОЛЮЦИЯ МИКРОСТРУКТУРЫ И МЕХАНИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ТИТАНОВОГО СПЛАВА ВТ8М1-1 ПРИ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ	197
Кулясова О.Б., Исламгалиев Р.К., Валиев Р.З. СТРУКТУРА И СВОЙСТВА БИОРЕЗОРБИРУЕМОГО МАГНИЕВОГО СПЛАВА СИСТЕМЫ Mg–Zn–Ca, ПОДВЕРГНУТОГО ИПДК	200
Андронов И.Н., Демина М.Ю., Полугрудова Л.С. РАСЧЕТ ДЕФОРМАЦИЙ И НАПРЯЖЕНИЙ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПРУЖИНЕ ИЗ НИКЕЛИДА ТИТАНА	203
Шибков А.А., Желтов М.А., Золотов А.Е., Проскуряков К.А., Денисов А.А. ОБРАЗОВАНИЕ ПОЛОС ЛОКАЛИЗОВАННОЙ ДЕФОРМАЦИИ В АЛЮМИНИЙ-МАГНИЕВОМ СПЛАВЕ В РЕЗУЛЬТАТЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ	206
Жиженков В.В., Горшкова И.А., Квачадзе Н.Г., Савицкий А.В. МОЛЕКУЛЯРНАЯ ДИНАМИКА И УПРОЧНЕНИЕ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОЛИМЕРОВ	209
Зайцев Д.В., Панфилов П.Е. МЕХАНИЗМЫ ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ В ПРИРОДНЫХ МАТЕРИАЛАХ С РАЗВИТОЙ ИЕРАРХИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ	212
Эвард М.Е., Остропико Е.С., Разов А.И. ИЗМЕНЕНИЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ СВОЙСТВ СПЛАВОВ С ЭПФ ВО ВРЕМЕНИ	215
Землякова Н.В. ВЛИЯНИЕ БОЛЬШОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ МЕДИ М1	218
Самойленко З.А., Ивахненко Н.Н., Пушенко Е.И., Пашинская Е.Г., Варюхин В.Н. СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ АТОМНОГО ПОРЯДКА В ДЕФОРМИРОВАННОМ ТЕХНИЧЕСКОМ АЛЮМИНИИ	221
Прохоров А.Е. Вшивков А.Н. Плехов О.А. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ И ЭВОЛЮЦИИ УСТАЛОСТНЫХ ТРЕЩИН В РЕЖИМЕ ГИГАЦИКЛОВОЙ УСТАЛОСТИ	224
Вшивков А.Н., Изюмова А.Ю., Плехов О.А. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДИССИПАЦИИ ЭНЕРГИИ В ВЕРШИНЕ ТРЕЩИНЫ НА СКОРОСТЬ ЕЁ РАСПРОСТРАНЕНИЯ	227
Терехина А.И., Плехов О.А. ПРОГНОЗИРОВАНИЕ РАЗРУШЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ С КОНЦЕНТРАТОРАМИ НАПРЯЖЕНИЙ НА ОСНОВЕ ТЕОРИИ КРИТИЧЕСКИХ ДИСТАНЦИЙ	230
Гуткин М.Ю., Красницкий С.А., Смирнов А.М., ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЙ НЕСООТВЕТСТВИЯ И МЕХАНИЗМЫ ИХ РЕЛАКСАЦИИ В	233

КОМПОЗИТНОЙ НАНОПРОВОЛОКЕ С НЕСИММЕТРИЧНЫМ ЯДРОМ ПРЯМОУГОЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ	
Гуткин М.Ю., Колесникова А.Л., Красницкий С.А., Романов А.Е., Смирнов А.М. РЕЛАКСАЦИЯ НАПРЯЖЕНИЙ НЕСООТВЕТСТВИЯ В НЕОДНОРОДНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ	236
Кузнецов П.М., Жигачёв А.О., Козловский Ю.М. ОСОБЕННОСТИ ТОПОЛОГИИ ПОВЕРХНОСТИ РАЗЛИЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПОСЛЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	239
Кузнецов П.М., Фёдоров В.А., Шлыкова А.А. О СВЯЗИ КОЛЕБАНИЙ СВЕЧЕНИЯ ЭРОЗИОННОГО ФАКЕЛА С ФИЗИЧЕСКИМИ ПРОЦЕССАМИ В ВАННЕ РАСПЛАВА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА МЕТАЛЛИЧЕСКУЮ ПОВЕРХНОСТЬ	242
Лексовский А. М., Баскин Б.Л., Якушев П.Н. МИКРО/МЕЗО ТРЕЩИНЫ И РЕЛАКСАЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ ВЯЗКО-ХРУПКОГО ПЕРЕХОДА	245
Кустов А.И., Мигель И.А. ОЦЕНКА СТЕПЕНИ ДЕФОРМАЦИИ МАТЕРИАЛОВ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИХ РАЗРУШЕНИЯ АМД-МЕТОДАМИ	248
Смирнов А.М., Young E.C., Бугров В.Е., Speck J.S., Романов А.Е. РЕЛАКСАЦИЯ НАПРЯЖЕНИЙ НЕСООТВЕТСТВИЯ ПУТЕМ ПРИЗМАТИЧЕСКОГО СКОЛЬЖЕНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ НЕСООТВЕТСТВИЯ В III-НИТРИДНЫХ СТРУКТУРАХ	251
Любимова Ю.В., Кустов С.Б., Романов А.Е. ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНОГО ГИСТЕРЕЗИСА В ДИСПРОЗИИ	254
Корсуков В.Е., Князев С.А., Корсукова М.М., Обидов Б.А. ТРАНСФОРМАЦИЯ МОРФОЛОГИИ ПОВЕРХНОСТИ ТОНКИХ ФОЛЬГ Pt, Mo, W ПРИ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ И РАЗРЫВЕ ОБРАЗЦОВ В СВЕРХВЫСОКОМ ВАКУУМЕ	257
Баранникова С.А., Бочкарева А.В., Ли Ю.В., Лунев А.Г., Зуев Л.Б. ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОКАЛИЗАЦИИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ БИМЕТАЛЛА СТ3+Х18Н8 МЕТОДОМ КОРРЕЛЯЦИИ ЦИФРОВЫХ СПЕКЛ ИЗОБРАЖЕНИЙ.	260
Майер А.Е., Бородин И.Н., Атрошенко С.А. СТРУКТУРНЫЙ ПОДХОД К МОДЕЛИРОВАНИЮ ОТКОЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ НА ПРИМЕРЕ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ, МЕДИ И СТАЛЕЙ: ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ	263
Манохин С.С., Колобова А.Ю. ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕГРАДАЦИИ СТРУКТУРЫ В НАНОСТРУКТУРИРОВАННОМ ТЕХНИЧЕСКИ ЧИСТОМ ТИТАНЕ С РАЗЛИЧНЫМ СОДЕРЖАНИЕМ ПРИМЕСЕЙ	266
Михеев Д.С., Гуткин М.Ю., Колесникова А.Л., Романов А.Е. ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЙ ПЕТЛИ РАДИАЛЬНОЙ ДИСЛОКАЦИИ СОМИЛИАНЫ В УПРУГОМ ШАРЕ	269
Мишетьян А.Р., Филиппов Г.А., Шабалов И.П., Чевская О.Н. ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНОГО СОСТОЯНИЯ НА ХЛАДОСТОЙКОСТЬ И СТОЙКОСТЬ К ДЕФОРМАЦИОННОМУ СТАРЕНИЮ НИЗКОЛЕГИРОВАННЫХ ТРУБНЫХ СТАЛЕЙ	272
Мишин В.М. КИНЕТИКА ЗАМЕДЛЕННОГО ЛОКАЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ СТАЛЕЙ	275
Мясникова Л.П., Бойко Ю.М., Иванькова Е.М., Марихин В.А., Радованова Е.И., Соловьева О.Ю. БЕЗРАСТВОРНЫЙ МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ СВЕРХПРОЧНЫХ ВЫСОКОМОДУЛЬНЫХ ВОЛОКОН ИЗ РЕАКТОРНЫХ ПОРОШКОВ СВЕРХВЫСОКОМОЛЕКУЛЯРНОГО ПО-	278

ЛИЭТИЛЕНА	
Папиров И.И., Николаенко А.А., Тузов Ю.В. БЕРИЛЛИЕВЫЕ ФОЛЬГИ	281
Мавлютов А.М., Латынина Т., Мурашкин М.Ю., Валиев Р.З., Орлова Т.С. ВЗАИМОСВЯЗЬ МИКРОСТРУКТУРЫ, ПРОЧНОСТИ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ УМЗ СПЛАВА Al6201 ПОСЛЕ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ	284
Пилюгин В.П., Анчаров А.И., Пацелов А.М., Толмачёв Т.П., Курмаев Э.З., Гринберг Б.А. ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ И ДЕФОРМАЦИИ ПОД ДАВЛЕНИЕМ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ НА ОКСИДЫ РЯДА D-ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ	287
Зайченко О.К., Морозов В.А., Лукин А.А. СРАВНЕНИЕ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КОЛЬЦЕВЫХ ОБРАЗЦОВ ПРИ МАГНИТНО-ИМПУЛЬСНОМ НАГРУЖЕНИИ С РАЗНОЙ СКОРОСТЬЮ ДЕФОРМАЦИИ	290
Назарычев В.М., Люлин А.В., Ларин С.В., Kenny J.M., Люлин С.В. ПОЛНОАТОМНОЕ КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ И МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТЕРМОПЛАСТИЧНЫХ ПОЛИИМИДОВ	292
Селютина Н.С., Бородин И.Н., Петров Ю.В. СТРУКТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ХАРАКТЕРНЫХ ВРЕМЕН РЕЛАКСАЦИИ ПРИ ДИСЛОКАЦИОННОЙ ПЛАСТИЧНОСТИ, ПОЛЗУЧЕСТИ И ЗЕРНОГРАНИЧНОМ ПРОСКАЛЬЗЫВАНИИ	295
Ляпунова Е.А., Давыдова М.М., Зайцев Д.В. О СТАТИСТИКЕ ФРАГМЕНТАЦИИ ОКСИДНОЙ КЕРАМИКИ В УСЛОВИЯХ ОДНООСНОГО СЖАТИЯ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ	297
Носов В.В.,Махмудов Х.Ф. КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ МИКРОТРЕЩИНООБРАЗОВАНИЯ ТВЁРДЫХ ТЕЛ КАК ОСНОВА АКУСТИКО-ЭМИССИОННОГО ПРОГНОЗИРОВАНИЯ МЕХАНИЧЕСКОГО РАЗРУШЕНИЯ	300
Крымов В.М., Носов Ю.Г., Бахолдин С.И., Шульпина И.Л., Николаев В.И. БЛОЧНОСТЬ И ОСТАТОЧНЫЕ НАПРЯЖЕНИЯ В ПРОФИЛИРОВАННЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ САПФИРА	303
Нохрин А.В., Чувильдеев В.Н., Копылов В.И., Козлова Н.А., Табачкова Н.Ю., Бахметьев А.М., Сандлер Н.Г., Тряев П.В., Михайлов А.С., Чегуров М.К., Бутусова Е.Н. ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СТРУКТУРНО-ФАЗОВОГО СОСТОЯНИЯ ГРАНИЦ ЗЕРЕН НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И КОРРОЗИОННУЮ СТОЙКОСТЬ СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ТИТАНОВОГО СПЛАВА	306
Обидов Б.А., Князев С.А., Бутенко П.Н., Корсуков В.Е., Корсукова М.М. ИЗМЕНЕНИЕ АТОМНОЙ СТРУКТУРЫ И РЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ ТОНКИХ ПЛЕНОК W ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ РАСТЯЖЕНИЯ В СВЕРХВЫСОКОМ ВАКУУМЕ	309
Оборин В.А., Бачурихин В.П., Соковиков М.А., Билалов Д.А.,Наймарк О.Б. ИССЛЕДОВАНИЕ МОРФОЛОГИИ ПОВЕРХНОСТИ РАЗРУШЕНИЯ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ ПРИ КОМБИНИРОВАННОМ ДИНАМИЧЕСКОМ И ПОСЛЕДУЮЩЕМ ГИГАЦИКЛОВОМ НАГРУЖЕНИИ	312
Ясников И.С., Колесникова А.Л., Романов А.Е. САМОЭКРАНИРОВАННЫЕ ДИСКЛИНАЦИОННЫЕ АНСАМБЛИ В ПЕНТАГОНАЛЬНЫХ МИКРОКРИСТАЛЛАХ И ДВУМЕРНЫХ УГЛЕРОДНЫХ СТРУКТУРАХ	315
Орлова Т.С., Кардашев Б.К., Смирнов Б.И., Gutierrez-Pardo A., Ramirez-Rico J. МИКРОСТРУКТУРА, УПРУГИЕ И НЕУПРУГИЕ СВОЙСТВА БИОМОРФНЫХ УГЛЕРОДОВ, КАРБОНИЗИРОВАННЫХ В ПРИСУТСТВИИ Fe-СОДЕРЖАЩЕГО КАТАЛИЗАТОРА	318
Пахомов П.М., Хижняк С.Д., Межеумов И.Н., Чмель А.Е., Галицын В.П.	321

СТРУКТУРНЫЙ АСПЕКТ УПРОЧНЕНИЯ ВОЛОКОН ИЗ СВЕРХВЫСОКОМОЛЕКУЛЯРНОГО ПОЛИЭТИЛЕНА	
Межеумов И.Н., Хижняк С.Д., Галицын В.П., Пахомов П.М. ПОЛУЧЕНИЕ ВЫСОКОПРОЧНЫХ ПЛЕНОК ИЗ ПОЛИЭТИЛЕНА МЕТОДОМ ТВЕРДОФАЗНОГО ФОРМОВАНИЯ	324
Пермякова И.Е. УПРОЧНЯЮЩИЕ И ПЛАСТИФИЦИРУЮЩИЕ ЭФФЕКТЫ В АМОРФНЫХ СПЛАВАХ НА ОСНОВЕ Co И Fe ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ВИДАХ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ	327
Петрова А. Н., Бродова И. Г., Разоренов С.В., Шорохов Е.В. ДИНАМИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ И ОТКОЛЬНОЕ РАЗРУШЕНИЕ УЛЬТРАМЕЛКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ, ПОЛУЧЕННЫХ ДИНАМИЧЕСКИМ ПРЕССОВАНИЕМ	330
Пантелеев И.А., Мубассарова В.А., Наймарк О.Б. ВЛИЯНИЕ СЛАБОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ПРОЦЕСС ТРЕЩИНООБРАЗОВАНИЯ ПРИ ОДНООСНОМ СЖАТИИ ГРАНИТА ПО ДАННЫМ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ	333
Самуйлов С.Д НОВАЯ КОНЦЕПЦИЯ ПОЛУЧЕНИЯ ПОРИСТЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ	336
Пушин А.В., Королев А.В., Коуров Н.И., Куранова Н.Н., Макаров В.В., Пушин В.Г., Уксусников А.Н. ПОЛУЧЕНИЕ, СТРУКТУРА И СВОЙСТВА УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТЫХ СПЛАВОВ С ЭФФЕКТАМИ ПАМЯТИ ФОРМЫ НА ОСНОВЕ Ti–Ni–Cu И Ni–Ti–Hf	339
Савельева Н.В., Баяндин Ю.В., Наймарк О.Б. ИССЛЕДОВАНИЕ ОТКОЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ВАНАДИИ	342
Сибирев А.В., Беляев С.П., Реснина Н.Н. ВЛИЯНИЕ МАКСИМАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ТЕРМОЦИКЛА НА МАРТЕНСИТНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В СПЛАВЕ TiNi	345
Соковиков М.А., Билалов Д.А., Чудинов В.В., Оборин В.А., Уваров С.В., Наймарк О.Б. СТРУКТУРНЫЕ И МЕХАНИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ФОРМИРОВАНИЯ ПОЛОС АДИАБАТИЧЕСКОГО СДВИГА ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ И ПРОБИВАНИИ ПРЕГРАД	348
Костырко С.А., Соколова Д.С. МОРФОЛОГИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ МИКРОПОРЫ В НАПРЯЖЕННОМ ТВЕРДОМ ТЕЛЕ	351
Старенченко В.А., Пилюгин В.П., Соловьева Ю.В., Старенченко С.В., Соловьев А.Н., Липатникова Я.Д., Антонова О.В., Плотников А.В., Власова А.М., Толмачев Т.П., Гринберг Б.А. ДЕФОРМАЦИОННОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ЗЁРЕННОЙ СТРУКТУРЫ В ИСХОДНО МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ СПЛАВЕ Ni_3Ge	354
Кудрявцев А.С., Чудаков Е.В., Кулик В.П., Третьякова Н.В. ВЛИЯНИЕ КОРРОЗИОННО-АКТИВНОЙ СРЕДЫ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ СОПРОТИВЛЕНИЯ РАЗРУШЕНИЮ ТИТАНОВЫХ ПСЕВДО-β-СПЛАВОВ	357
Конева Н.А., Тришкина Л.И., Черкасова Т.В., Козлов Э.В. ЭВОЛЮЦИЯ ДИСЛОКАЦИОННОЙ СУБСТРУКТУРЫ С ДЕФОРМАЦИЕЙ И ПЛАСТИЧНОСТЬ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ Cu–Mn И Cu–Al	360
Толмачев Т.П., Пилюгин В.П., Пацелов А.М., Анчаров А.И., Антонова О.В., Чернышев Е.Г., Солодова И.Л. СТРУКТУРА И СВОЙСТВА СПЛАВОВ ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ЭНТАЛЬПИИ СМЕШЕНИЯ НА ОСНОВЕ ГЦК МЕТАЛЛОВ, ПОЛУЧЕННЫХ КРУЧЕНИЕМ ПОД ДАВЛЕНИЕМ	363

Седова О. С., Пронина Ю. Г. МОДЕЛЬ КОРРОЗИОННОГО ИЗНОСА ДЛЯ ТОНКОСТЕННОЙ СФЕРЫ С УЧЁТОМ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУР ОКРУЖАЮЩИХ СРЕД	366
Фаизова С.Н., Рааб Г.И., Аксенов Д.А., Фаизов И.А., Зарипов Н.Г. НЕТИПИЧНЫЕ СТРУКТУРНО- ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В НИЗКОЛЕГИРОВАННЫХ МЕДНЫХ СПЛАВАХ ПРИ ОБРАБОТКЕ РАЗНЫМИ МЕТОДАМИ ИПД	368
Федоровский Г.Д. О СМЫСЛЕ КИНЕТИЧЕСКИХ ТЕОРИЙ ПРОЧНОСТИ С.М. ЖУРКОВА, ЕГО КОЛЛЕГ И ПОСЛЕДОВАТЕЛЕЙ С ПОЗИЦИИ ЭНДОХРОННОЙ КОНЦЕПЦИИ.	372
Шабалов И.П., Великоднев В.Я., Филиппов В.Г., Чевская О.Н. ПРОЧНОСТЬ, ХЛАДОСТОЙКОСТЬ И СКЛОННОСТЬ К ЗАМЕДЛЕННОМУ РАЗРУШЕНИЮ СВЕРХНИЗКОУГЛЕРОДИСТЫХ МАРТЕНСИТНЫХ СТАЛЕЙ	374
Изотов В.И., Гетманова М.Е., Илюхин Д.С., Филиппов Г.А. ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРОВАНИЯ МЕДЬЮ НА СТРУКТУРУ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЕРЛИТНОЙ СТАЛИ	377
Тюфтяев А.С., Ильичев М.В., Щукина Л.Е., Филиппов Г.А. ВЛИЯНИЕ ПЛАЗМЕННОГО ПЕРЕПЛАВА НА ПРОЧНОСТЬ НЕРЖАВЕЮЩИХ СТАЛЕЙ	381
Khantuleva T.A., Pavlov A.A. NONLOCAL MODEL OF HIGH-STRAIN-RATE PROCESSES IN SOLIDS	383
Вьюненко Ю.Н., Черняева Е.В. Влияние условий термоциклирования сплава TiNi на параметры акустической эмиссии.	387
Белоусов А.В., Белоусов Г.С., Гетманова М.Е., Филиппов Г.А. БЫСТРОРЕЖУЩИЕ БЕЗВОЛЬФРАМОВЫЕ СТАЛИ, ЛЕГИРОВАННЫЕ АЗОТОМ	390
Хафизова Э.Д., Исламгалиев Р.К. ПРОЧНОСТНЫЕ И УСТАЛОСТНЫЕ СВОЙСТВА УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТОГО АЛЮМИНИЕВОГО СПЛАВА АК4-1, ПОЛУЧЕННОГО МЕТОДОМ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ	392
Шарипов И.З. ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ МАРТЕНСИТА ПРИ ТЕРМОЦИКЛИРОВАНИИ И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА ДВУСТОРОННИЙ ЭФФЕКТ ПАМЯТИ ФОРМЫ В НИТИНОЛЕ $Ni_{49,8}$-$Ti_{50,2}$	394
Kostyrko S.S., Shuvalov G.M. SURFACE MORPHOLOGICAL EVOLUTION DURING ANNEALING OF MULTILAYER FILM COATINGS	398
Бородин И. Н., Гуткин М. Ю. НАНОМЕХАНИКА ДИССИПАЦИИ ЭНЕРГИИ ПЕРЕД ВЕРШИНОЙ ТРЕЩИНЫ В ДЕНТИНЕ ЧЕЛОВЕКА	401
Именной указатель	405
Содержание	409

XXII
ПЕТЕРБУРГСКИЕ ЧТЕНИЯ
ПО ПРОБЛЕМАМ ПРОЧНОСТИ

К 110-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ
АКАДЕМИКА С.Н. ЖУРКОВА
И 85-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ
ПРОФЕССОРА В.А. ЛИХАЧЕВА

12–14 апреля 2016 года
САНКТ-ПЕТЕРБУРГ

Сборник материалов

Налоговая льгота – Общероссийский классификатор продукции
ОК 005-93, т. 2; 95 3004 – научная и производственная литература

Подписано в печать 29.04.2016. Формат 60×84/16. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 26,25. Тираж 200. Заказ 74.

Отпечатано с готового оригинал-макета, предоставленного авторами,
в Типографии Политехнического университета.
195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29.
Тел.: (812) 552-77-17; 550-40-14.